Wissenschaftliche Prüfungsarbeit
im Rahmen der Ersten Staatsprüfung
für das Lehramt an Gymnasien

Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Dem Landeslehrerprüfungsamt
vorgelegt von

Tobijas Kotyk
geboren am 22.04.1979 in Wipperfürth

Bearbeitet am
Physikalischen Institut, Abteilung Prof. Dr. Karl Jakobs
Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau
in der Zeit vom 16.05.2005 bis 16.11.2005

Inhaltsverzeichnis

Motivation

Mit der Entdeckung der Radioaktivität durch Henri Antoine Becquerel im Jahre 1896 begann die kernphysikalische Forschung. Mit der Entwicklung von Nachweiseinrichtungen für die experimentelle Untersuchung der Atomkerne ging die Erarbeitung von Modellen zur Beschreibung der Atomkerne einher. Seitdem wurde nicht nur unsere Kenntnis über Kerne vertieft, es hat auch zahlreiche Anstöße zu wissenschaftlichen und vor allem technischen Entwicklungen gegeben. Die kernphysikalischen Meßmethoden werden heute in vielen Bereichen der Physik, der Biologie, der Medizin und der Messtechnik eingesetzt.

Die vorliegende Arbeit umfasst die Neugestaltung der Versuche „Lange Halbwertszeiten“ und „Szintillationszähler“ zum Thema Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen-Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg.

Unter Radioaktivität versteht man α-, β- und γ-Strahlung, die durch spontane Umwandlung instabiler Kerne emittiert wird. Beide Versuche stellen eine Methode zum Nachweis radioaktiver Strahlung vor, mit deren Hilfe man Eigenschaften verschiedener Atomkerne bestimmen kann.

Die Versuche unterscheiden sich in der Teilchenart, die nachgewiesen wird. Im Versuch „Lange Halbwertszeiten“ wird α- und β-Strahlung detektiert, während im Versuch „Szintillationszähler“ γ-Strahlung untersucht wird. Die Versuche basieren auf zwei verschiedenen Messprinzipen der Detektoren, in denen radioaktive Strahlung durch ihre Wechselwirkung mit Materie nachgewiesen werden kann.

Der gleichzeitige Einsatz beider Versuche im Praktikum gibt einen guten Einblick in das Gebiet der Messung von Radioaktivität.

Zielsetzung dieser Arbeit war die Instandsetzung der vorhandenen Aufbauten, die Implementierung neuer Technik und die Entwicklung eines neuen didaktischen Konzepts für beide Versuche.

Die Arbeit ist in drei Teile gegliedert: In Kapitel 1 „Physikalische Grundlagen“ wird das theoretische Grundwissen beider Versuche vorgestellt. Kapitel 2 „Lange Halbwertszeiten“ und Kapitel 3 „Szintillationszähler“ umfassen Versuchsziel und Aufgabenstellung, Funktionsweise des Detektors und Signalverarbeitung sowie Durchführung und Auswertung des jeweiligen Versuchs.

1 Physikalische Grundlagen

In Kapitel 1 sind die wesentlichen physikalischen Grundlagen der Versuche „Lange Halbwertszeiten" und „Szintillationszähler" dargestellt, die das Verständnis der Versuche ermöglichen.
Die Kapiteln 1.1 bis 1.4 basieren vor allem auf den Darstellungen in den verwendeten Lehrbüchern [1], [2] und [3], die Kapitel 1.5 und 1.6 wurden auf der Grundlage der Lehrbücher [4], [5] und [6] geschrieben.

1.1 Kerneigenschaften

Ein Atomkern ${}_{Z}^{A}X$ besteht aus Protonen und Neutronen. Dabei bezeichnet X das Symbol des chemischen Elements im Periodensystem, die Kernladungszahl Z gibt die Anzahl der Protonen an und die Massenzahl A ist die Gesamtzahl der Nukleonen im Kern und ergibt sich aus der Summe von Kernladungszahl Z und Neutronenzahl N.
Die Kerne lassen sich entsprechend ihrer Konstituenten auf verschiedene Weise gruppieren. So spricht man bei Kernen fester Protonenzahl von Isotopen eines Elements, als Isotone bezeichnet man Kerne einer festen Neutronenzahl und Kerne mit fester Massenzahl werden Isobare genannt.
Die Ladung eines Atomkerns ${}_{Z}^{A}X$ beträgt das Z-fache der Elementarladung +q eines Protons, die elektrisch neutralen Neutronen tragen nicht bei.
Die Masse eines Kerns ist entgegen der Vermutung nicht die Summe der Massen von Z Protonen und N Neutronen, Experimente zeigen vielmehr eine kleinere tatsächliche Kernmasse. Man spricht vom so genannten Massendefekt ΔM. Dieser lässt sich erklären durch die Bindungsenergie E_B des Kerns – der Energiemenge, die man aufwenden muss, um sämtliche Nukleonen aus dem Kernverband zu lösen. Die Bindungsenergie trägt folglich ein negatives Vorzeichen. Der Massendefekt ist mit der Bindungsenergie über die Masse-Energie-Beziehung $E_B = \Delta M \cdot c^2$ verknüpft.
Skaliert man die Bindungsenergie mit dem Reziproken der Massenzahl A, ergibt sich die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon, die in Abbildung 1.1 als Funktion der Massenzahl dargestellt ist. Man erkennt für leichte Kerne ($A < 20$) einen starken Anstieg mit A (bei einer gewissen Oszillation) und erreicht bei Eisen $(A = 56)$ das Maximum von ca. 9 MeV/Nukleon. Für wachsendes A fällt die Bindungsenergie pro Nukleon nur langsam wieder ab, dieses Verhalten stellt eine Sättigung der Kernkräfte dar. Abgesehen von den leichten Kernen kann man von einer mittleren Bindungsenergie von ca. 8 MeV/Nukleon ausgehen.

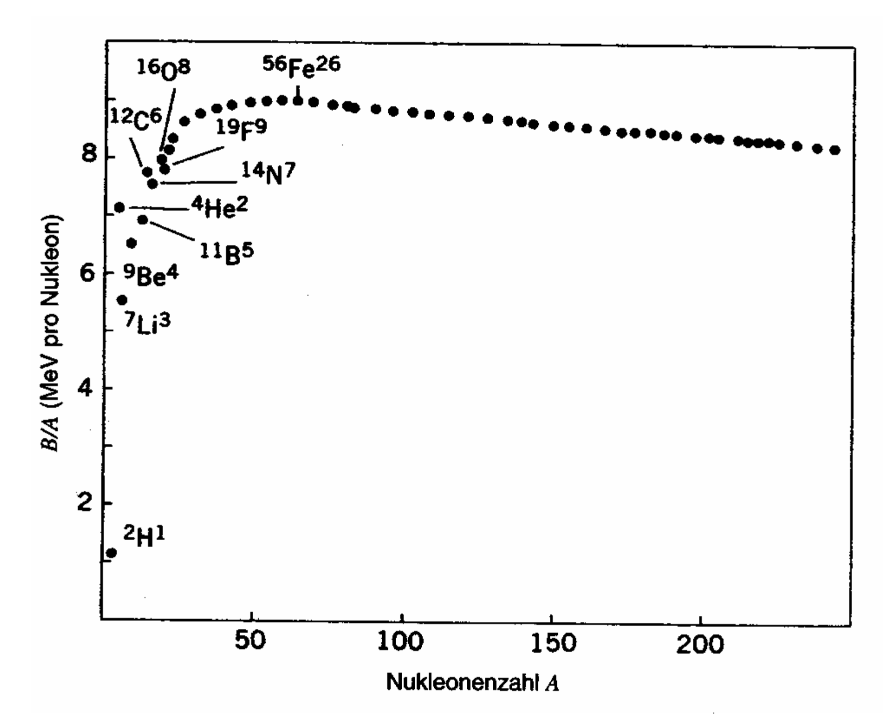


Abbildung 1.1: Mittlere Bindungsenergie pro Nukleon (aus [3])

1.2 Kernmodelle

Eine einheitliche und vollständige Beschreibung der Kerneigenschaften ist bisher nicht gelungen. Der Aufbau der Atomkerne wird mit Hilfe verschiedener Kernmodelle beschrieben. Jedes erlaubt es, experimentelle Ergebnisse und verschiedene Eigenschaften der Kerne zu erklären. Die drei wichtigsten werden nun genauer vorgestellt.

1.2.1 Tröpfchenmodell

Die Sättigung der Kernkräfte bei großen Massenzahlen bedeutet, dass die anziehende Kraft überwiegend auf die nächsten Nachbarnukleonen wirkt. Diesem Sachverhalt wird im Tröpfchenmodell Rechnung getragen, das auf Bethe und Weizsäcker zurückgeht und in dessen Rahmen Bindungsenergien gut beschrieben werden.
In diesem Modell wird der Atomkern in Analogie zu einem Flüssigkeitstropfen beschrieben, die Nukleonen spielen dabei die Rolle der Moleküle in Flüssigkeiten. Die Gesamtbindungsenergie lässt sich schreiben als Summe unterschiedlicher Beiträge nachfolgender Bedeutung:

i) *Volumenterm* $E_1 = a_V \cdot A$
Im Volumenterm wird die Proportionalität der Volumenenergie zur Anzahl der Konstituenten des Kerns angenommen, sie liefert den größten Beitrag. Für den Kernradius und die Massenzahl A besteht der Zusammenhang $R \sim A^{1/3}$, der sich durch die Annahme der Inkompressibilität der Flüssigkeit begründet.

ii) *Oberflächenterm* $E_2 = -a_O \cdot A^{2/3}$
Der Oberflächenterm berücksichtigt die schwächere Bindung der Nukleonen nahe der Oberfläche des Kerns, die Gesamtbindungsenergie wird um einen zur Oberfläche proportionalen Teil reduziert.

iii) *Coulomb-Term* $E_3 = -a_C \cdot Z^2 / A^{1/3}$
Der Coulomb-Term beinhaltet eine Verminderung der Gesamtbindungsenergie. Die positiven Ladungen sind einer Abstoßung durch die Coulombkräfte unterlegen, nach dem Coulombschen Gesetz ist die Energie proportional zum Quadrat der elektrischen Ladung und zum Inversen des Radius R. Damit ergibt sich die Proportionalität zum Quadrat der Kernladungszahl Z und wegen der Beziehung $R \sim A^{1/3}$ die umgekehrte Proportionalität zu $A^{1/3}$.

iv) *Asymmetrieterm* $E_4 = -a_A \cdot (N - Z)^2 / A$
Der Asymmetrieterm wird eingeführt, um zu erklären, warum leichtere Kerne mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl besonders stabil sind und warum für in etwa $A \geq 40$ die Kerne mit $Z = N$ instabil werden (siehe Abbildung 1.4).

v) *Paarungsterm* $E_5 = \pm a_P \cdot A^{-3/4}$
Der Paarungsterm berücksichtigt die unterschiedliche Bindungsenergie für gg-Kerne, (Kerne mit **g**eradem Z und **g**eradem N), uu-Kerne (Kerne mit **u**ngeradem Z und **u**ngeradem N) und gu-Kerne.

Die Koeffizienten a_V, a_O, a_C, a_A, a_P sind stets positiv. Bei a_P steht das positive Vorzeichen für uu-Kerne und das negative für gg-Kerne, während für ungerades A $a_P = 0$ ist. Die Koeffizienten können durch Anpassung der Formel an experimentell bestimmte Bindungsenergien für zahlreiche Kerne bestimmt werden. Die Gesamtbindungsenergie E_B lässt sich also schreiben als

$$E_B = a_V \cdot A - a_O \cdot A^{2/3} - a_C \cdot Z^2 / A^{1/3} - a_A \cdot (N - Z)^2 / A \pm a_P \cdot A^{-3/4} \qquad (1.1)$$

Die ersten drei Terme der obigen Gleichung gründen auf rein klassischen Überlegungen. Die Beobachtungen, die zu der Erweiterung um die letzten beiden Terme führen, erklären sich hauptsächlich durch Quanteneffekte. Ihren jeweiligen Einfluss auf die Gesamtbindungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von A zeigt Abbildung 1.2.

Unter Verwendung der Gesamtbindungsenergie E_B nach (1.1) erhält man mit dem Massendefekt $\Delta M = E_B / c^2$ und den Nukleonenmassen $m(p)$ und $m(n)$ eine äquivalente Formulierung für die Kernmasse, die Bethe-Weizsäcker-Massenformel. Berücksichtigt man die Elektronenmasse, lässt sich die Atommasse schreiben als

$$M(A,Z) = (A-Z) \cdot m(n) + Z \cdot m(p) + E_B / c^2 + Z \cdot m_e \tag{1.2}$$

Sie kann zur Abschätzung von Stabilität und Masse unbekannter Kerne in Abhängigkeit von beliebigem A und Z verwandt werden.

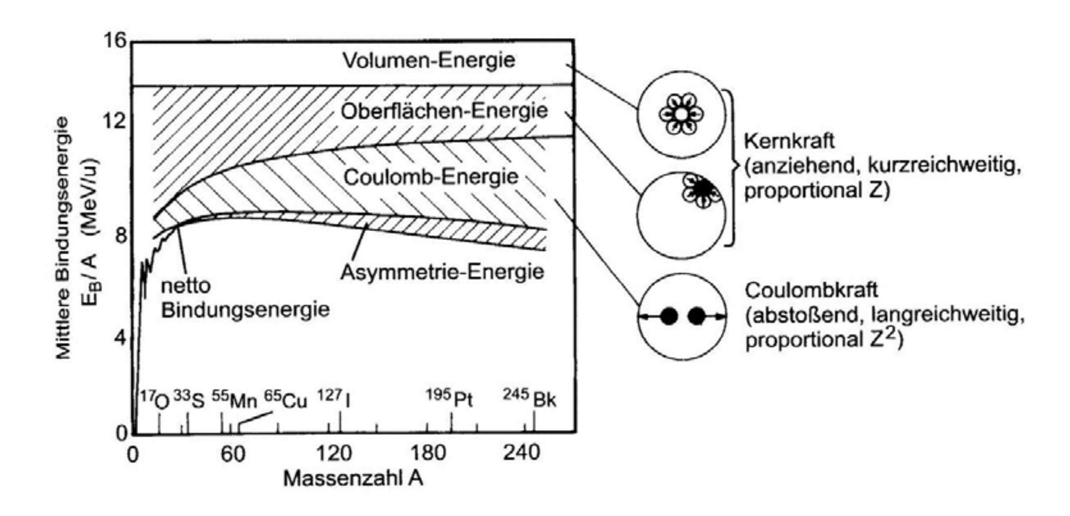


Abbildung 1.2: Mittlere Bindungsenergie als Funktion der Massenzahl A (aus [1])

Ein wesentlicher Unterschied im Vergleich zu Molekülen in einem Flüssigkeitstropfen liegt in der mittleren freien Weglänge der Teilchen, die für Nukleonen im Kern groß ist. Sie sind also im Kern nicht lokalisiert, sondern bewegen sich mit (relativ großen) Impulsen von 250 MeV/c. Die typische Energieskala der Kernphysik liegt bei einigen MeV.

1.2.2 Fermi-Gas-Modell

Im Fermi-Gas-Modell werden auch quantenmechanische Effekte berücksichtigt. Dabei wird der Kern als Gas aus freien Protonen und Neutronen angenommen, das auf das

Kernvolumen beschränkt ist. Als so genannte Spin $1/2$-Teilchen, solche mit Spin $1/2\hbar$ bzw. der Spinprojektion auf eine Vorzugsrichtung von $\pm 1/2\hbar$, gehören Protonen und Neutronen zu den Fermionen und sind dem Pauli-Prinzip unterworfen. Die Nukleonen besetzen diskrete Energieniveaus innerhalb des Kerns, wobei sie sich stets in mindestens einer Quantenzahl unterscheiden müssen.

Das Fermi-Gas-Modell setzt ein Rechteckpotential voraus - einen Potentialtopf, dessen Tiefe durch die Bindungsenergie bestimmt wird. Er ist zylindersymmetrisch und seine Ausdehnung ist durch den Kernradius R gegeben. Berücksichtigt man die Coulomb-Abstoßung auf Grund der elektrischen Ladung der Protonen, spüren diese ein anderes Potential als die Neutronen, die Energieniveaus der individuellen Potentiale sind etwas verschieden. Sie sind in Abbildung 1.3 dargestellt.

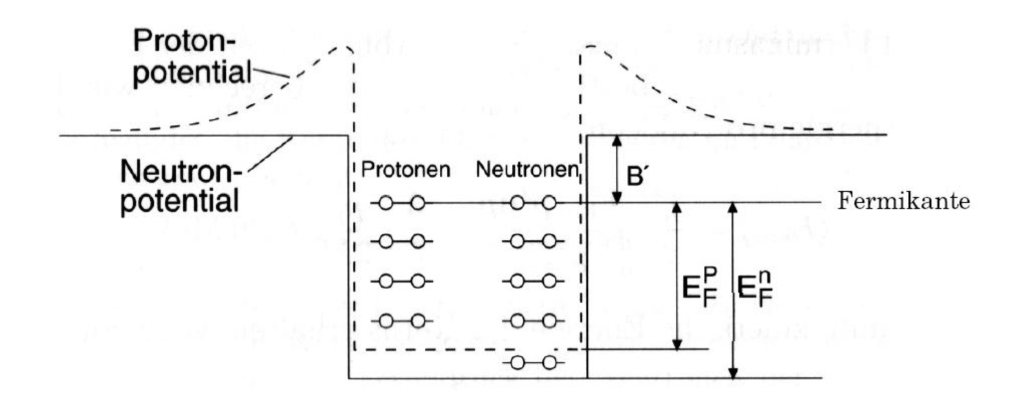


Abbildung 1.3: Kernpotentiale für Protonen und Neutronen [17]

Die Protonen stoßen sich auf Grund der Coulomb-Kraft ab, die entsprechende Coulomb-Energie trägt zum Protonpotential bei. Während das Neutronpotential ein Kastenpotential mit scharfen Kanten ist, steigt das Protonpotential an den Sprungstellen höher an und fällt dann exponentiell ab. Diese zusätzliche Potentialbarriere wird als Coulomb-Barriere bezeichnet.

Die Energieniveaus werden von unten beginnend gefüllt, jedes Niveau kann mit zwei Teilchen verschiedener Spinprojektion besetzt werden. Der Grundzustand ist der stabilste Zustand für jeden Kern. Als das Fermi-Niveau E_F (auch Fermikante genannt) bezeichnet man das höchste vollständig besetzte Niveau. Weil sich experimentell zeigt, dass bei schweren Kernen mit Neutronenüberschuss die Bindungsenergie des letzten Nukleons nicht ladungsabhängig ist, liegen die Fermi-Niveaus für Protonen und Neutronen bei der gleichen Energie, folglich lässt sich auf einen tieferen Potentialtopf für die Neutronen schließen.

1.2.3 Schalenmodell

In Analogie zur Struktur der Elektronenschalen der Atomhülle wurde das Schalenmodell der Atomkerne entwickelt, mit dessen Hilfe die Feinstruktur der mittleren Bindungsenergie (Abb.1.2) sowie auch individuelle Kerneigenschaften wie Anregungsenergien und magnetische Momente beschrieben werden können.
Im Schalenmodell des Kerns werden die Nukleonen in einzelnen Schalen angeordnet, in denen jeweils nur eine gewisse Anzahl Protonen und Neutronen Platz haben. Kerne mit einer bestimmten Protonenzahl Z oder Neutronenzahl N sind besonders stabil, da sie hohe Bindungsenergien haben. Bei einer genauen Untersuchung der Bindungsenergien pro Nukleon findet man ausgeprägte Maxima bei $Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82$ und $N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.$ Man nennt diese Zahlen die magischen Zahlen und Kerne mit einer dieser Protonen- oder Neutronenzahlen magische Kerne.
Weitere Eigenschaften der Kerne deuten auf eine Schalenstruktur hin, ebenso wie sich auch Vorhersagen des Schalenmodells als zutreffend erweisen. An dieser Stelle sei auf weiterführende Literatur verwiesen. [1] [2]

1.3 Kernzerfälle und Radioaktivität

Die stabilen Kerne beschränken sich auf ein schmales Band in der N-Z-Ebene, wie Abbildung 1.4 zu entnehmen ist.
Bei leichten stabilen Elementen ist das Verhältnis von Protonen zu Neutronen etwa 1, bei schweren stabilen Kernen überwiegt die Zahl der Neutronen. Alle übrigen Nuklide sind instabil und zerfallen unter Aussendung charakteristischer radioaktiver Strahlung, die ihren Ursprung in Prozessen im Atomkern hat.

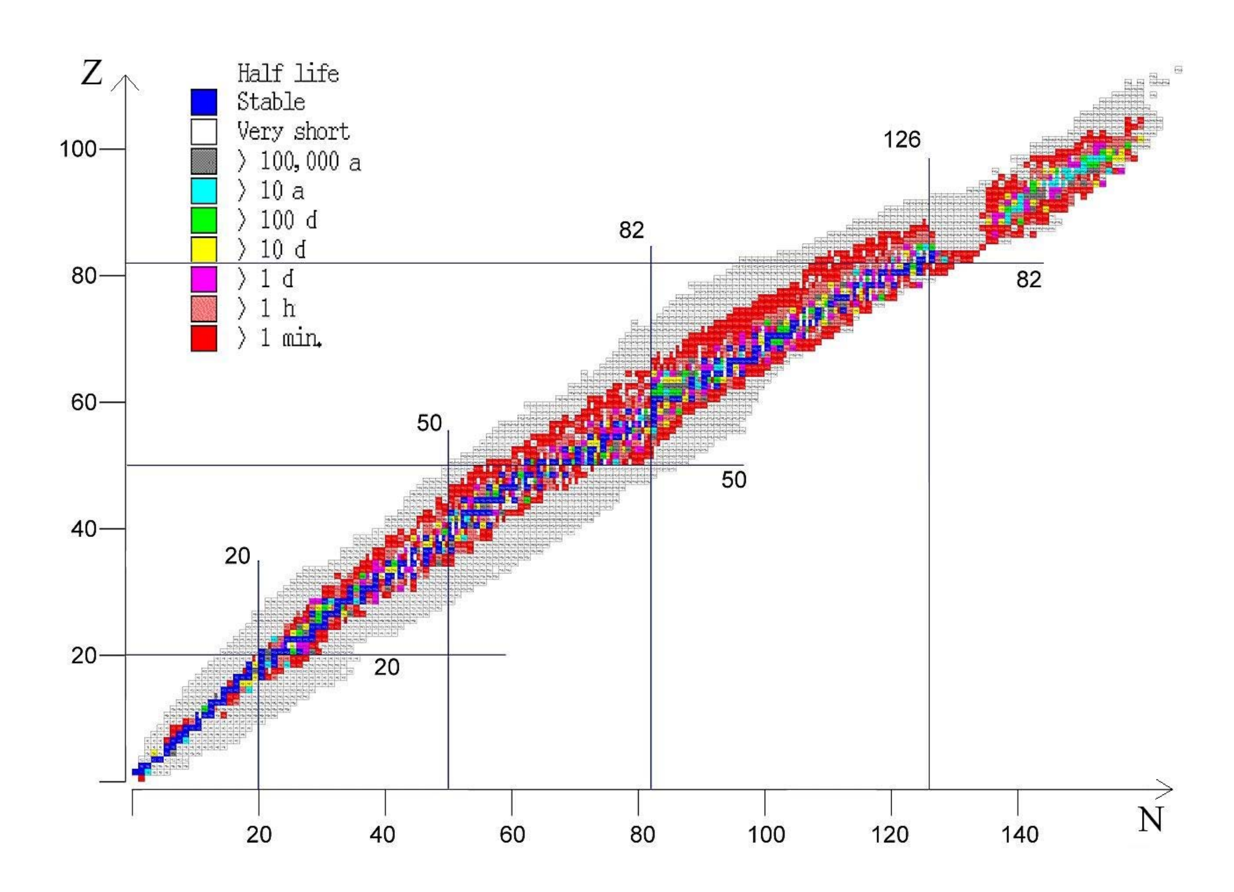


Abbildung 1.4: Die stabilen Kerne in der N-Z-Ebene (aus [10], verändert Andreas Zwerger)

1.3.1 Radioaktives Zerfallsgesetz

Radioaktiver Zerfall ist ein statistischer Prozess. Der Zerfall eines bestimmten Kerns lässt sich nicht vorhersagen, stattdessen lässt sich eine Zerfallswahrscheinlichkeit für den Kern angeben. Die Abnahme dN pro Zeiteinheit dt ist proportional zur Zahl N vorhandener Kerne:

$$dN/dt = -\lambda \cdot N \tag{1.3}$$

Die Proportionalitätskonstante λ heißt Zerfallskonstante. Sie hat die Einheit einer inversen Zeit und gibt an, welcher Bruchteil der anfangs vorhandenen Kerne pro Zeiteinheit zerfällt. Kann sich ein Kern durch mehrere Zerfallsprozesse umwandeln, erhält man die Zerfallskonstante λ_{ges} durch Summation der Zerfallskonstanten der einzelnen Zerfälle:

$$\lambda_{ges} = \lambda_1 + \lambda_2 + \ldots \tag{1.4}$$

Integriert man Gleichung (1.3) nach der Zeit, so erhält man für die Zahl $N(t)$ vorhandener Kerne zum Zeitpunkt t:

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \tag{1.5}$$

Dabei ist $N_0 = N(t=0)$ die Zahl der Kerne zum Zeitpunkt $t = 0$.
Als Halbwertszeit $t_{1/2}$ bezeichnet man diejenige Zeit, nach der die Hälfte aller vorhandenen Kerne zerfallen ist. Aus der Gleichung $N_0/2 = N_0 \cdot e^{-\lambda\, t_{1/2}}$ erhält man eine Halbwertszeit von

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \ . \tag{1.6}$$

Die mittlere Lebensdauer τ erhält man durch Bildung des zeitlichen Erwartungswerts

$$\tau = \langle t \rangle = \frac{\int_0^\infty t \cdot \frac{dN}{dt} \cdot dt}{\int_0^\infty \frac{dN}{dt} \cdot dt} = \frac{1}{\lambda} \tag{1.7}$$

Sie hängt mit der Halbwertszeit wie folgt zusammen:

$$\tau = \frac{t_{1/2}}{\ln 2} \ . \tag{1.8}$$

Die Zahl der Zerfälle pro Zeiteinheit nennt man Aktivität A. Es gelten die Beziehungen:

$$A = \lambda \cdot N = \frac{N}{\tau} = \frac{\ln 2 \cdot N}{t_{1/2}} . \tag{1.9}$$

Um sie als statistischen Prozess von Größen wie der Frequenz zu unterscheiden, bezeichnet man ihre Einheit mit Becquerel $Bq = 1/s$.

Bei Radioaktivität unterscheidet man die drei Strahlungsarten α-Zerfall, β-Zerfall und γ-Strahlung:

1.3.2 α-Zerfall

Der Mutterkern ${}_{Z}^{A}X$ zerfällt in einen Tochterkern ${}_{Z-2}^{A-4}Y$ und ein so genanntes α-Teilchen, einen zweifach positiv geladenen Heliumkern ${}_{2}^{4}He$. Dieser ist von den Kernen mit kleiner Protonen- und Neutronenzahl besonders stabil, es steht also eine große Zerfallsenergie zur Verfügung.
Beim α-Zerfall entstehen zwei Teilchen im Endzustand. Das α-Teilchen besitzt demnach ein diskretes Energiespektrum, die α-Strahlung ist monochromatisch. Messungen ergeben verschiedene Energien der emittierten α-Teilchen, dies lässt auf verschiedene Energieniveaus des Tochterkerns schließen, in die der Mutterkern zerfallen kann. Die energiereichsten α-Teilchen entstehen beim Zerfall des Mutterkerns in den Grundzustand des Tochterkerns, beim Zerfall in einen angeregten Zustand des Tochterkerns folgt den niederenergetischeren α-Teilchen die Aussendung von γ-Strahlung (siehe Kapitel 1.3.5).
Eine Erklärung des α-Zerfalls ist aus klassischer Sicht nicht möglich, vielmehr muss eine quantenmechanische Betrachtungsweise herangezogen werden, die im Abschnitt 1.3.2.1 erläutert wird.
Energetisch ist der α-Zerfall möglich, wenn die Kernmasse des Mutterkerns größer ist als die Summe der Kernmassen von Tochterkern und Heliumkern, so dass ein energetisch günstigerer Zustand eingenommen wird. Anhand der Bethe-Weizsäcker-Massenformel kann man abschätzen, dass Kerne mit großer Massenzahl $A \geq 150$ instabil gegenüber α-Zerfall sein können. Steht allerdings nur wenig Zerfallsenergie zur Verfügung, sind die Zerfallswahrscheinlichkeiten sehr klein.

1.3.2.1 Tunneleffekt

Die durchschnittliche Energie eines α-Teilchens liegt zwischen 3 und 8 MeV. Klassisch betrachtet ist der α-Zerfall nicht möglich, da die Energie des α-Teilchens nicht ausreicht, um die Coulomb-Barriere zu überwinden, die eine Höhe von ungefähr 20 bis 30 MeV hat. Das α-Teilchen würde am Potentialwall reflektiert und könnte den Kern nicht verlassen. Die Emission von α-Teilchen ist also ein quantenmechanischer Prozess, der erstmals von George Gamov als Durchtunnelung der Coulomb-Barriere

gedeutet wurde. Nimmt man an, dass das α-Teilchen ein im Inneren des Kerns frei bewegliches Teilchen mit der Geschwindigkeit v ist und es ständig zwischen den Kernrändern oszilliert, hält es sich 2R/v mal pro Zeiteinheit am Kernrand auf. Beschreibt man das α-Teilchen nun als ebene Welle, die auf die Potentialbarriere trifft, so wird sie an der Barriere zu einem Teil reflektiert, ein anderer dringt in die Barriere ein. Gleiches passiert beim Verlassen der Barriere. Die Transmissionswahrscheinlichkeit T, Betragsquadrat des Quotienten aus auslaufendem und einlaufendem Teilchenfluss, bestimmt den nicht verschwindenden Teil, der die Coulomb-Barriere durchdringen kann. Sie wächst mit steigender α-Energie und fällt mit steigender Masse und mit zunehmender Höhe der Coulomb-Barriere.
In grober Näherung ergibt das Produkt aus der Transmissionswahrscheinlichkeit T und der Aufenthaltsdauer am Kernrand v/2R die Zerfallskonstante λ.

1.3.3 β-Zerfall

Man registriert drei verschiedene Arten des β-Zerfalls, bei denen stets die Massenzahl A konstant bleibt und die Kernladungszahl Z sich um Eins ändert. Bei allen Zerfällen gelten die Erhaltungssätze der elektrischen Ladung, der Baryonenzahl und der Leptonenzahl. Als Baryonen bezeichnet man aus je drei Quarks zusammengesetzte Teilchen, zu denen die Nukleonen gehören. Die Elementarteilchen Elektron und Elektron-Neutrino sowie ihre Antiteilchen gehören zur Familie der Leptonen, den Elementarteilchen ohne Substruktur.

1.3.3.1 β^--Zerfall

Umwandlung eines Neutrons im Kern in ein Proton unter Emission eines Elektrons und eines Anti-Elektronneutrinos

$$n \rightarrow p + e^- + \overline{\nu}_e \qquad (1.10)$$

1.3.3.2 β^+-Zerfall

Umwandlung eines Protons im Kern in ein Neutron unter Emission eines Positrons und eines Elektronneutrinos

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \qquad (1.11)$$

Der β^+-Zerfall eines freien Protons ist nicht möglich, da nur durch die Bindungsenergie im Kern die für den Prozess notwendige Energie aufgebracht werden kann. Das emittierte Positron kann in Gegenwart von Materie nicht frei existieren: Es wird abgebremst und vereinigt sich mit einem Elektron zu einem Positroniumatom. Dieses zerfällt nach einer mittleren Lebensdauer von 10^{-7} bis 10^{-9} s unter Emission von zwei oder drei γ–Quanten (Vernichtungsphotonen), wobei der 2γ–Zerfall mit deutlich größerer Wahrscheinlichkeit auftritt.[1] Für den 2γ–Zerfall folgen aus der Einsteinschen Energie-Impuls-Relation $E^2 = p^2 \cdot c^2 + m^2 \cdot c^4$ die Energien der beiden γ–Quanten von je 0,511 MeV, die durch die Ruhemasse des Elektrons und des Positrons gegeben ist. Aufgrund von Impulserhaltung werden beide Quanten unter einem Winkel von 180° relativ zueinander emittiert.[2]

1.3.3.3 Elektroneneinfang

Einfang eines Bahnelektrons, zumeist aus der Kern-nächsten K-Schale auf Grund seiner großen Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Kern unter Emission eines Elektronneutrinos

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e \tag{1.12}$$

Die entstandene Lücke wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt, wobei die freiwerdende Energie durch Röntgen-Strahlung oder den Auger-Effekt übertragen wird (siehe Abschnitt 1.3.5.2). Der Elektroneneinfang gewinnt mit zunehmender Kernladungszahl an Bedeutung, da in schweren Atomen die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen der K-Schale am Kernort sehr groß ist.

1.3.4 Zerfallsreihen

Entstehen beim radioaktiven Zerfall instabile Tochterkerne, die selbst wieder radioaktiv sind, so spricht man von Zerfallsreihen. In der Natur kommen allerdings nur noch drei der vier Reihen vor (Abbildung 1.5), ihre Endprodukte sind stabile Blei-Isotope. Die Neptunium-Reihe ist bereits vollständig zu ihrem Endprodukt ^{209}Bi zerfallen.

[1] Die Bestimmung der Lebensdauer des Positroniumatoms und die Betrachtung der 2γ- und 3γ-Zerfälle ist Inhalt des FP II – Versuchs „Positronium“.

[2] Die Winkelverteilung der beiden γ-Quanten ist Teil des Versuchs „Szintillationszähler“.

Der Mutterkern ^{238}U der Uranium-Reihe wird im Versuch „Lange Halbwertszeiten“ verwendet. Die Thorium-Reihe wird im Versuch „Szintillationszähler“ untersucht und wird in Kapitel 3.4.4 näher diskutiert.

Nomenklatur	Mutternuklid	Halbwertszeit	Endprodukt	Zerfälle
4n	^{232}Th	$1.405 \cdot 10^{10}$ a	^{208}Pb	$6\alpha, 4\beta^-$
4n+1	^{237}Np	$2.14 \cdot 10^{6}$ a	^{209}Bi	$7\alpha, 4\beta^-$
4n+2	^{238}U	$4.468 \cdot 10^{9}$ a	^{206}Pb	$\begin{cases} 8\alpha, 6\beta \\ 10\alpha, 8\beta^- \end{cases}$
4n+3	^{235}U	$7.038 \cdot 10^{8}$ a	^{207}Pb	$7\alpha, 4\beta^-$

Abbildung 1.5: Die vier α-Zerfallsreihen (aus [1])

1.3.5 γ-Strahlung

Bei den oben genannten Zerfällen geht der Mutterkern mit unterschiedlicher Wahrscheinlichkeit in energetisch verschiedene Zustände des Tochterkerns über. Anschließend zerfällt ein angeregter Kernzustand mit einer Lebensdauer, die typischerweise zwischen Nano- und Femtosekunden liegt, möglicherweise über Zwischenzustände in den Grundzustand. Wenn die Anregungsenergie unter der Schwelle für die Emission von Teilchen liegt, kann der Kern die Anregungsenergie nur durch elektromagnetische Wechselwirkung wieder abgeben, gewöhnlich durch Emission von elektromagnetischer Strahlung, auch γ–Strahlung genannt. Die Energien der emittierten γ–Quanten liegen dabei im Bereich von keV bis MeV.

In der klassischen Elektrodynamik kommt eine Abstrahlung von Energie zustande durch eine Änderung der Ladungs- und Stromverteilung des Systems. Die einfachste Strahlungsart ist die elektrische Dipolstrahlung, wie sie klassisch durch die harmonische Schwingung einer Ladung erzeugt wird. Allgemein sind sämtliche Multipolstrahlungen möglich. Die Photonenenergie lässt sich als Überlagerung, d.h. Reihenentwicklung, unterschiedlicher Multipolaritäten mit jeweils charakteristischen Winkelverteilungen beschreiben. Wenn Dipolstrahlung aus Gründen der Drehimpulserhaltung verboten ist, muss der Kern seine Energie durch Multipolstrahlung höherer Ordnung abgeben. Klassisch entspricht das einer Änderung einer komplizierten Strom- und Ladungsverteilung.

In der Quantenmechanik sind die Zustände eines Kerns, zwischen denen ein γ-Übergang erfolgt, als Eigenzustände des Drehimpulses und der Parität gegeben. Sie

sind Erhaltungsgrößen in der elektromagnetischen Wechselwirkung. Es erweist sich in diesem Fall als zweckmäßig, nach Lösungen in Form von Eigenfunktionen des Drehimpulses zu suchen. Man nennt diese Lösungen Multipolfelder, die im wesentlichen gebildet werden von den Kugelflächenfunktionen $Y_L^M(\theta,\varphi)$. Sie haben die Darstellung

$$Y_L^M(\theta,\varphi) = P_L^M(\cos\theta) \cdot e^{iM\varphi} \tag{1.13}$$

Dabei ist θ der Polarwinkel und φ der Azimutalwinkel, die $P_L^M(\cos\theta)$ sind die zugeordneten Legendre-Polynome. Sie beschreiben Komponenten des elektromagnetischen Strahlungsfeldes, deren Quanten nach der Quantisierung des Feldes entsprechend den Vorschriften der Quantenelektrodynamik eine feste Drehimpulsquantenzahl L, eine feste magnetische Quantenzahl M und feste Parität P tragen (vergleiche Kapitel 1.4).
Eigenfunktionen zu einem bestimmten L, der so genannten Multipolordnung, entsprechen dem Strahlungsfeld eines klassischen schwingenden 2^L-Pols. Für L=1 ergibt sich beispielsweise die Dipolstrahlung.

Des Weiteren unterscheidet man noch den elektrischen oder magnetischen „Charakter" der Strahlung. Quelle einer elektrischen bzw. magnetischen Dipolstrahlung ist ein schwingender elektrischer bzw. magnetischer Dipol. Ebenso verhält es sich bei der Multipolstrahlung höherer Ordnung.
Elektrische Dipol-, Quadrupol-, Oktupolstrahlung etc. bezeichnet man mit E1, E2, E3, etc…, magnetische Multipolstrahlung entsprechend mit M1, M2, M3, etc…
Welche Multipolaritäten bei einem γ-Zerfall möglich sind, ergibt sich aus den Erhaltungssätzen für Drehimpuls und Parität.

Im Zusammenhang mit dem γ-Zerfall treten zwei wichtige Prozesse auf:

1.3.5.1 Innere Konversion

Hier wird beim Übergang eines angeregten Kerns in einen energetisch niedrigeren Zustand die freiwerdende Energie nicht als γ–Quant emittiert, sondern an ein Hüllenelektron abgegeben. Es verlässt das Atom mit einer kinetischen Energie $E_e = E_\gamma - E_B$, wobei E_B die Bindungsenergie des Elektrons und E_γ die Energiedifferenz der beiden Kernzustände bezeichnet.
Der Konversionskoeffizient gibt die Stärke der inneren Konversion an, er bezeichnet das Verhältnis von der Gesamtrate entstehender Konversionselektronen zur Rate der

γ–Quanten. Für Übergänge hoher Multipolarität nimmt auch der Konversionskoeffizient große Werte an.
Die entstandene Lücke wird durch ein Hüllenelektron einer Atomschale geringerer Bindungsenergie geschlossen. Die Energiedifferenz der beiden Schalen wird bei schweren Elementen häufig durch Emission eines Röntgenquants abgegeben, bei leichten Elementen findet vorwiegend Auger-Elektronenemission statt.

1.3.5.2 Auger-Effekt

Im Unterschied zur inneren Konversion ist die Auger-Elektronenemission ein Effekt der Elektronenhülle. Die überschüssige Energie kann erneut durch ein Elektron, Auger-Elektron genannt, einer Schale mit geringerer Bindungsenergie übertragen werden. Es wird dort emittiert und bedingt erneut eine Lücke auf der betroffenen Schale. In der Elektronenhülle gibt es also nach dem Auger-Effekt zwei Fehlstellen, die Energie des Auger-Elektrons ist dabei klein gegenüber der Energie des primären Photoelektrons.

1.4 Charakterisierung verschiedener Kernzustände

Befindet sich ein Atomkern im Grundzustand, nehmen die Nukleonen unter Beachtung des Pauli-Prinzips die tiefstmöglichen Energiezustände ein. Durch Energiezufuhr kann der Kern in eine große Zahl energetisch höher liegender Anregungszustände versetzt werden. Angeregte Kerne können auf verschiedene Weise entstehen, etwa durch elektromagnetische Anregung von außen oder als Tochterkern eines radioaktiven Zerfalls. Neben den Energien der Kernzustände, die bereits in Kapitel 1.3.5 ausführlich diskutiert worden sind, lassen sich die verschiedenen Zustände eines Atomkerns durch die folgenden Größen beschreiben: Kernspin, Parität, mittlere Lebensdauer, magnetisches Dipol- und elektrisches Quadropolmoment.

1.4.1 Kernspin

In einem Atomkern koppeln die Spin- und Bahndrehimpulse der Protonen und Neutronen vektoriell zum Gesamtdrehimpuls, dem so genannten Kernspin $\vec{J}$. Die Komponente in Quantisierungsrichtung wird mit m_J bezeichnet. Man unterscheidet die Spin-Bahn-Kopplung (auch jj-Kopplung genannt) und die L-S-Kopplung. Bei der L-S-Kopplung koppeln die Spin- und Bahndrehimpulse jeweils stark untereinander,

durch vektorielle Addition von Gesamtbahndrehimpuls $\vec{L}$ und Gesamtspin $\vec{S}$ ergibt sich der Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.
Ist hingegen die Wechselwirkung von Bahndrehimpuls $\vec{\ell}_i$ und Spin $\vec{s}_i$ eines jeden einzelnen Teilchens dominant, spricht man von jj-Kopplung. Aus der vektoriellen Addition der einzelnen Drehimpulse $\vec{j}_i = \vec{\ell}_i + \vec{s}_i$ ergibt sich der Kernspin $\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i = \sum_i (\vec{\ell}_i + \vec{s}_i)$
An dieser Stelle sei auf weiterführende Literatur verwiesen. [1] [2]

1.4.2 Parität

Die Parität P ist eine Quantenzahl, die den Symmetriecharakter der Wellenfunktion bei Raumspiegelung beschreibt: Die Eigenschaften des Systems sollen sich nicht ändern, wenn das Koordinatensystem am Ursprung gespiegelt wird, d.h. wenn man $\vec{r}$ durch $-\vec{r}$ ersetzt. Die Wellenfunktion darf sich also bis auf eine willkürliche Konstante P nicht ändern, eine zweite Spiegelung soll zum ursprünglichen Zustand zurückführen. Daraus folgt $P^2 = 1$. Die Parität ist in der elektromagnetischen Wechselwirkung ebenso wie der Drehimpuls eine Erhaltungsgröße des Systems. Aus der Beobachtung von Übergangswahrscheinlichkeiten lassen sich Angaben über die Gleichheit oder Ungleichheit der Parität zweier Zustände machen.
Der Winkelanteil der Wellenfunktion in Kugelkoordinaten wird gelöst durch die Kugelflächenfunktionen $Y_L^M(\theta,\varphi) = P_L^M(\cos\theta) \cdot e^{iM\varphi}$ (vergleiche Formel 1.13).
Unter Raumspiegelung (vergleiche Abbildung 1.6) gehen diese über in

$$Y_L^M(\pi-\theta,\varphi+\pi) = (-1)^{L-M} \cdot P_L^M(\cos\theta) \cdot (-1)^M \cdot e^{iM\varphi} = (-1)^L \cdot Y_L^M(\theta,\varphi) \quad (1.14)$$

Daraus folgt unmittelbar, dass die Lösungen gerade Parität $P = 1$ für geraden Bahndrehimpuls L und ungerade Parität $P = -1$ für ungeraden Bahndrehimpuls L haben.

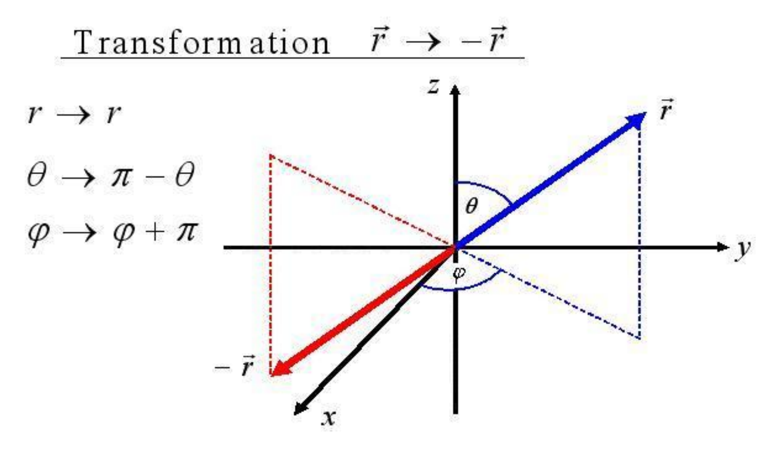


Abbildung 1.6: Transformation eines Vektors durch Raumspiegelung

Betrachtet man ein System mehrerer Teilchen, dessen Wellenfunktion sich als Produkt der Wellenfunktionen der einzelnen Teilchen schreiben lässt, so ergibt sich auch die Parität als Produkt der Einzelparitäten. Man bezeichnet die Parität daher als multiplikative Quantenzahl. In der Kern- und Teilchenphysik beschreibt man einen Zustand mit Kernspin J und Parität P kurz mit J^P.

1.4.3 Übergangswahrscheinlichkeit und mittlere Lebensdauer

Die mittlere Lebensdauer eines Zustands hängt stark von der Multipolarität der γ–Übergänge ab, durch die er zerfallen kann. Je niedriger die Multipolarität ist, umso größer ist die Übergangswahrscheinlichkeit und umso kleiner ist also die mittlere Lebensdauer. An dieser Stelle soll nur eine qualitative Diskussion stattfinden, zur quantenmechanischen Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten wird auf die weiterführende Literatur verwiesen.
Für einen M(L)-Übergang ist die Wahrscheinlichkeit etwa so groß wie die für einen Übergang E(L+1). Aus der Drehimpuls- und Paritätserhaltung folgt, dass ein Übergang $3^+ \rightarrow 1^+$ prinzipiell eine Mischung aus E2, M3 und E4 sein kann, aber der E2-Anteil bei weitem dominieren wird. Hat man eine Serie angeregter Zustände $0^+, 2^+, 4^+, \ldots$, so ist eine Kaskade von E2-Übergängen $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ weitaus wahrscheinlicher als ein einzelner E4-Übergang $4^+ \rightarrow 0^+$. Weil die Übergangswahrscheinlichkeit mit wachsendem L stark abnimmt, beobachtet man fast nur Übergänge mit möglichst niedrigem L.
Typische mittlere Lebensdauern angeregter Kernzuständen bezüglich E1-Strahlung liegen bei 10^{-12} s.

1.4.4 Experimentelle Charakterisierung von Kernzuständen

Bestimmt man die Energie der emittierten γ-Strahlung, kann man damit auf die Energien der beteiligten Kernniveaus schließen.[3]
Die Bestimmung der Kernspins und der Parität der an einer Zerfallskaskade beteiligten Kernniveaus ist möglich durch die Beobachtung der so genannten Winkelkorrelation sukzessiver γ–Quanten einer γ–γ–Kaskade, die beim Zerfall eines angeregten Zustands in energetisch tiefer liegende Zustände emittiert werden. Aus der Lebensdauer der Zustände und der Winkelverteilung der elektromagnetischen Strahlung kann man auf die Multipolarität der Übergänge schließen und daraus wiederum auf Kernspin und Parität der beteiligten Kernniveaus.[4]

[3] Vergleiche Kapitel 3 „Szintillationszähler“
[4] Dies ist Inhalt des FPII-Versuchs „Winkelkorrelation“.

1.5 Wechselwirkung von Teilchen und Strahlung mit Materie

Der Nachweis von Teilchen und Strahlung beruht auf ihren Wechselwirkungen mit Materie in der Atomhülle und dem Coulomb-Feld des Kerns. Dabei muss zwischen der Wechselwirkung geladener Teilchen und der elektromagnetischer Strahlung unterschieden werden.

1.5.1 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Der Nachweis geladener Teilchen basiert auf elektromagnetischer Wechselwirkung. Die vornehmlichen Wechselwirkungen sind Ionisation und Anregung durch inelastische Streuung an Elektronen sowie Bremsstrahlung durch Wechselwirkung mit dem Coulomb-Feld der Kerne.

1.5.1.1 Energieverlust durch Ionisation und Anregung

Geladene Teilchen können beim Durchgang durch Materie Atome und Moleküle durch Stöße sowohl anregen als auch ionisieren. Die maximale kinetische Energie $E_{kin}^{\max}$, die auf ein Elektron der Masse m_e übertragen werden kann, lässt sich annähern durch

$$E_{kin}^{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \tag{1.15}$$

Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, $\beta = v/c$ die Geschwindigkeit des Teilchens relativ zur Lichtgeschwindigkeit und $\gamma = E/m_0 c^2$ der Lorentzfaktor. Der mittlere Energieverlust dE durch Ionisation pro Wegstrecke dx ist von Bethe und Bloch berechnet worden.
Es ist dabei zwingend zu unterscheiden zwischen α- und β-Strahlung: Während α-Teilchen etwa $30\,000$ Ionenpaare pro cm Luft erzeugen, bilden β-Teilchen nur etwa 50 bis 1000 Ionenpaare pro cm Luft.

Für α-Teilchen erhält man

$$-\frac{dE}{dx}\Big|_{Ionisation} = 4\pi \cdot \rho \cdot N_A \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \ln\left[\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) - \ln\left(1-\beta^2\right) - \beta^2\right] \tag{1.16}$$

mit der Dichte ρ, der Kernladungszahl Z und der Massenzahl A des Bremsmediums sowie der Avogadrozahl N_A. z gibt die Ladung des schweren geladenen Teilchens in

Einheiten der Elementarladung an. I ist das mittlere Ionisierungspotential, das durch $I = 13{,}5 \cdot Z$ eV angenähert werden kann.

Für leichte geladene Teilchen müssen zusätzliche Effekte wie die Ablenkung der Teilchen beim Bremsvorgang ebenso wie relativistische Effekte für schnelle Teilchen berücksichtigt werden.
Für nicht-relativistische Elektronen mit einer Energie $E < 0{,}5\ MeV$ wird (1.16) zu

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Ionisation} = 4\pi \cdot \rho \cdot N_A \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \ln\left(\frac{1{,}66 \cdot m_e v^2}{2 \cdot I}\right), \qquad (1.17)$$

für Energien $E >> 0{,}5\ MeV$ zu

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Ionisation} = 4\pi \cdot \rho \cdot N_A \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \left[\ln\left(\frac{E}{2 \cdot m_e \cdot c^2 \cdot I}\right) + \frac{1}{8}\right]. \qquad (1.18)$$

Der Energieverlust hängt nicht von der Masse m des einfallenden Teilchens ab und ist für alle Teilchen mit $m > m_e$ eine universelle Kurve in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit. Bei kleineren Energien gilt $-dE/dx \sim 1/\mathrm{v}^2$, mit zunehmender Geschwindigkeit nimmt die Wechselwirkungszeit ab, in der Energie übertragen werden kann. Für relativistische Geschwindigkeiten $\mathrm{v} \approx c$ wird die Wechselwirkungszeit konstant und die Abhängigkeit von v entfällt.
Schreibt man den Energieverlust als Funktion der Energie E anstelle von v, erhält man verschiedene Verläufe für Teilchen unterschiedlicher Massen.

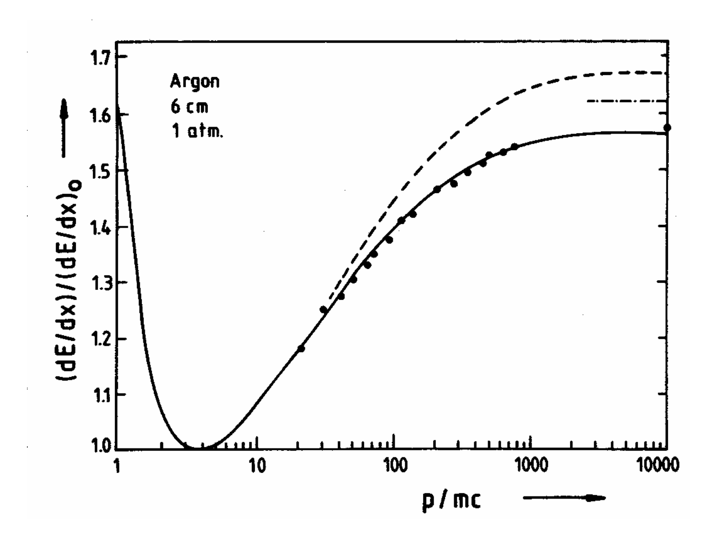


Abbildung 1.7: Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit von p/mc (nach [6])

Es existiert ein Energiewert, von dem ab ein Teilchen als minimal-ionisierend betrachtet werden kann (Abbildung 1.7). Die Kurve zeigt ein Minimum bei $p/mc = 4$. Minimal-Ionisation wird bei einer Energie von etwa dem zwei- bis dreifachen der Ruheenergie der Teilchen erreicht.

1.5.1.2 Bremsstrahlung

Schnelle geladene Teilchen verlieren zusätzlich Energie im Coulombfeld der Kerne der Materie. Sie werden dort abgebremst und strahlen einen Teil ihrer kinetischen Energie als Photonen ab. Man spricht von Bremsstrahlung.
Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist für hohe Energien gegeben durch

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Bremsstrahlung} = \frac{E}{X_0} \tag{1.19}$$

Die Strahlungslänge X_0 gibt an, nach welcher Schichtdicke die Energie beim Einfall in Folge von Bremsstrahlung auf $1/e$ abgefallen ist. Man erhält für die Strahlungslänge die Beziehung

$$\frac{1}{X_0} = \frac{4e^4}{137c^4} \cdot \frac{N_A}{A} \cdot Z(Z+1) \cdot \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \tag{1.20}$$

mit der Ladungszahl Z und der Massenzahl A der durchdrungenen Materie, der Elementarladung e, der Lichtgeschwindigkeit c und der Avogadrozahl N_A.

1.5.1.3 Totaler Energieverlust und Reichweite

Der totale Energieverlust pro Strecke lässt sich schreiben als die Summe der Energieverluste der einzelnen Prozesse

$$-\frac{dE}{dx}\bigg|_{Total} = -\frac{dE}{dx}\bigg|_{Ionisation} - \frac{dE}{dx}\bigg|_{Bremsstrahlung} - \frac{dE}{dx}\bigg|_{Cherenkov} \tag{1.21}$$

Der Energieverlust durch Ionisation dominiert bei niederen Energien. Im Unterschied zur Ionisation steigt proportional mit der Energie des einfallenden Teilchens der Energieverlust durch Bremsstrahlung, der bei hohen Energien dominiert. Der Energieverlust durch Cherenkov-Strahlung ist im Vergleich zu den beiden erstgenannten minimal.

Als Reichweite eines Teilchens bezeichnet man die Strecke, nach der ein Teilchen zur Ruhe kommt, d.h. seine Energie vollständig abgegeben hat:

$$R = \int_E^0 -\frac{dE}{dE/dx} \tag{1.22}$$

α-Teilchen haben nur eine sehr geringe Reichweite. Ein Blatt Papier oder wenige Zentimeter Luft reichen üblicherweise aus, um α-Teilchen vollständig abzuschirmen.
Sie lässt sich materialabhängig berechnen zu $R = 0{,}173 \cdot E^{3/2} \cdot A^{1/3}$ [mg/cm²] bzw. in Luft zu $R = 0{,}309 \cdot E^{3/2}$ [cm Luft]. Dabei ist E die Energie in MeV und A das Atomgewicht des absorbierenden Materials.

β-Teilchen, d.h. schnelle Elektronen, haben bei einer Energie von 1 MeV eine Reichweite in Luft von etwa 4 m und eine Reichweite in Blei von weniger als 1 mm.

1.5.2 Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung mit Materie

Elektromagnetische Strahlung kann nur indirekt nachgewiesen werden, denn Photonen sind elektrisch ungeladen und unterliegen damit in erster Näherung nicht der Coulomb-Wechselwirkung. Sie müssen zuerst durch Prozesse im Detektor geladene Teilchen erzeugen, die ihrerseits durch Ionisation nachgewiesen werden können. Die drei wesentlichen Effekte sind Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung, die anschließend diskutiert werden.

1.5.2.1 Absorptionsgesetz

Die Intensität I eines Photonenstrahls mit der einfallenden Intensität I_0 nimmt exponentiell mit der Dicke x der durchquerten Materieschicht ab:

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x) \tag{1.23}$$

Gegen γ-Strahlung ist folglich keine vollständige Abschirmung möglich, da auch nach großen Schichtdicken noch eine nicht-verschwindende Intensität vorhanden ist.
Der Absorptionskoeffizient μ hängt dabei von der Photonenenergie und der Art des Mediums ab und hat die Dimension einer reziproken Länge. Er lässt sich schreiben als Summe der Absorptionskoeffizienten der einzelnen Wechselwirkungsprozesse:

$$\mu = \mu_{Photo} + \mu_{Compton} + \mu_{Paar} \tag{1.24}$$

Alternativ wird häufig der Massenabsorptionskoeffizient μ/ρ in g/cm² angegeben, der auf die Dichte ρ normiert ist.

Im Gegensatz zu geladenen Teilchen wechselwirken Photonen entweder in einem Punkt (Photoeffekt, Paarbildung) oder werden unter großen Winkeln gestreut (Compton-Effekt). Ein Photonenstrahl verliert damit in Materie an Intensität.

Für die Schwächung der Strahlung sind hauptsächlich die drei genannten Prozesse verantwortlich, die allesamt von der Kernladungszahl des Absorbermaterials und der Energie der einfallenden γ-Quanten abhängig sind.

1.5.2.2 Photoeffekt

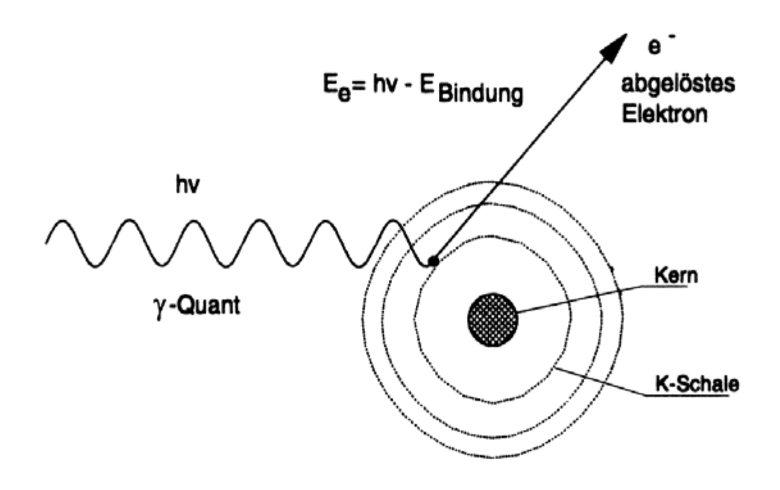


Abbildung 1.8: Schematische Darstellung des Photoeffekts (aus [13])

Ein γ–Quant der Energie $E = h \cdot \nu$ schlägt aus der Atomhülle ein Elektron heraus, das die kinetische Energie $E_e = h \cdot \nu - E_B$ erhält.
Der Photoeffekt tritt nur an gebundenen Elektronen auf, die Rückstoßenergie von einigen Elektronenvolt wird vom gesamten Atom aufgenommen. Freie Elektronen können die Photonenenergie nicht vollständig absorbieren, weil dies die Energie-Impuls-Relation verletzen würde. Die Absorptionswahrscheinlichkeit ist in der Nähe des Kerns besonders groß, folglich besitzt der Photoeffekt die größte Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung mit Elektronen aus der K-Schale, sofern die Energie größer als die Bindungsenergie der K-Schale ist. Weil ein Elektron wie erwähnt die Energie $E_e = h \cdot \nu - E_B$ erhält, ist die Wahrscheinlichkeit des Photoeffekts

am größten, wenn die Photonenenergie gleich einer Bindungsenergien der Schalen ist. Die Absorption als Funktion der Photonenenergie weist dort folglich lokale Maxima auf, wie Abbildung 1.10 zu entnehmen ist.

Die Wahrscheinlichkeit für die Absorption durch Photoeffekt beträgt etwa $P = Z^5 / E^{3,5}$, Z bezeichnet dabei die Kernladungszahl des Absorbermaterials und E die Energie des γ–Quants. Der Photoeffekt dominiert damit bei schweren Elementen und für γ–Quanten von Energien bis ungefähr 100 keV.

Nach dem Ablösen eines Elektrons strahlt das ionisierte Atom die Bindungsenergie wieder ab, bei leichten Kernen wird vor allem die Emission eines Auger-Elektrons beobachtet, bei schweren Kernen überwiegt die Aussendung eines Röntgenquants charakteristischer Energie.

1.5.2.3 Comptoneffekt

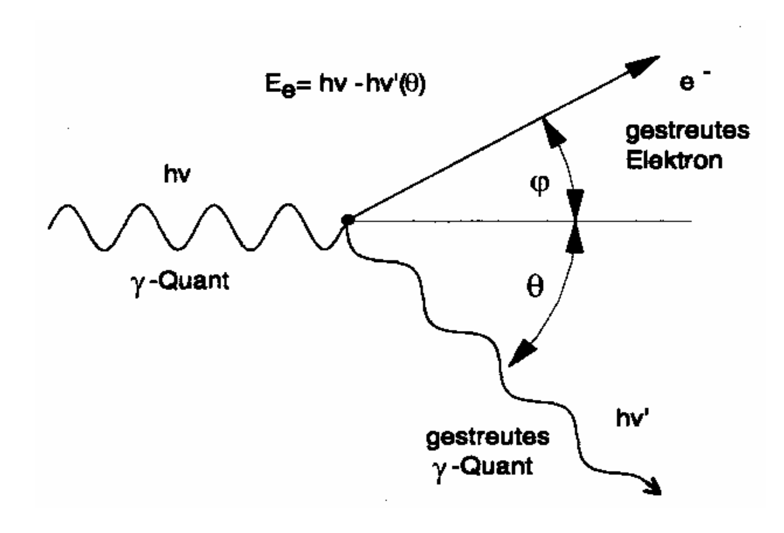


Abbildung 1.9: Schematische Darstellung des Comptoneffekts (aus [13])

Der Comptoneffekt beschreibt die Streuung eines γ–Quants der Energie $E = h\nu_0$ an einem freien oder nur leicht gebundenen Elektron. Das γ–Quant überträgt einen Teil seiner Energie, die verbleibende Energie des Photons $h \cdot \nu_C$ nach dem Stoß hängt aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung nur vom Streuwinkel θ ab:

$$h \cdot \nu_C = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos\theta + m_0 c^2 / h \cdot \nu_0} \qquad (1.25)$$

Dabei ist m_0 die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit. Das mit verringerter Energie weiterfliegende γ–Quant kann seine Energie durch Photoeffekt oder erneuten Comptoneffekt abgeben.
Der Comptoneffekt dominiert bei Energien von einigen 100 keV bis zu wenigen MeV, die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung durch den Comptoneffekt ist proportional zur Kernladungszahl Z des Absorbermaterials.

Der maximale Energieübertrag findet bei Rückstreuung statt, in diesem Fall nimmt die Energie den Wert $E_{\max}$ an:

$$E_{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + (2E_\gamma / m_0 c^2)} \tag{1.26}$$

1.5.2.4 Paarbildung

Ein weiterer Wechselwirkungsprozess tritt bei einer Energie des γ–Quants von mindestens der doppelten Ruheenergie des Elektrons auf, das γ–Quant kann im Feld des Atomkerns ein Positron-Elektron-Paar erzeugen. Als Voraussetzung für diesen Prozess muss auf Grund der Energie-Impuls-Relation ein Stoßpartner vorhanden sein, der die Rückstoßenergie aufnimmt.
Das entstandene Positron kann in Anwesenheit von Materie nicht frei existieren. Es wird abgebremst und annihiliert mit einem Elektron zu zwei oder drei γ–Quanten - im Fall zweier γ–Quanten mit einer Energie von je 0,511 MeV, die sich unter einem Winkel von 180° relativ zueinander bewegen (vergleiche Abschnitt 1.3.3.2). Die beiden γ–Quanten können ihre Energie wiederum durch Photo- oder Comptoneffekt abgeben.
Die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung durch Paarbildung ist proportional zu Z^2, dem Quadrat der Kernladungszahl des Absorbermaterials. Die Paarbildung hängt logarithmisch von der Photonenenergie ab und dominiert oberhalb von einigen MeV.

1.5.2.5 Totaler Massenabsorptionskoeffizient

Abbildung 1.10 zeigt die Massenabsorptionskoeffizienten μ/ρ der drei genannten Prozesse in Blei in Abhängigkeit von der Photonenenergie E_γ sowie den totalen Massenabsorptionskoeffizienten in logarithmischer Darstellung. Man erkennt die Energiebereiche, in denen die einzelnen Prozesse überwiegen.

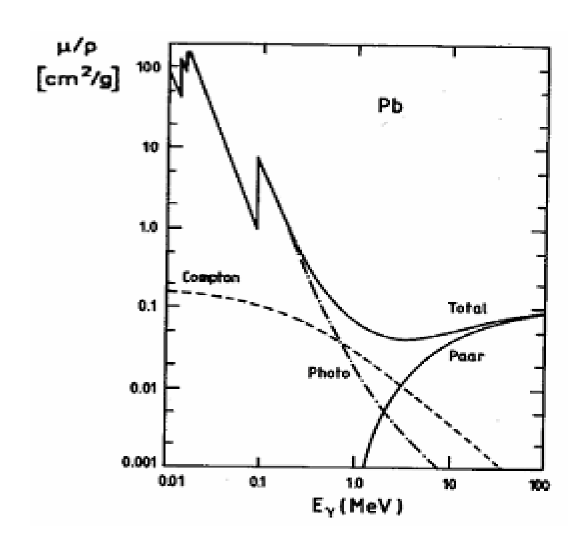


Abbildung 1.10: Massenabsorptionskoeffizient μ/ρ für Photonen in Blei (aus [15], zitiert nach [6])

1.6 Nachweis von Teilchen und Strahlung

Der Nachweis geladener Teilchen und elektromagnetischer Strahlung basiert auf den in Kapitel 1.5.2.2, 1.5.2.3 und 1.5.2.4 dargestellten Wechselwirkungsprozessen.

Grundsätzlich lässt sich bemerken, dass alle Detektortypen auf dem Nachweis elektrisch geladener Teilchen beruhen, die sowohl im Fall von α- und β-Strahlung als auch bei γ-Strahlung sekundär durch die in den Abschnitten 1.5.2.2 bis 1.5.2.4 genannten Prozesse entstehen.

Es gibt eine Vielzahl von Teilchendetektoren, die zur Messung von Radioaktivität Anwendung finden. Als eine Auswahl sollen Ionisationskammern, Proportionalzähler, Geiger-Müller-Zähler, Szintillationszähler und Halbleiterdetektoren genannt werden. Sie lassen sich einteilen nach der zu messenden Größe wie der Energie, der Zeit oder dem Ort. Jedoch kann einem bestimmten Detektortypen nicht immer ein eindeutiges Messziel oder eine einzige Messgröße zugewiesen werden. Vielmehr bestimmt das Auflösungsvermögen des Detektors wie z.B. die Energieauflösung oder die Zeitauflösung darüber, welcher Detektor eingesetzt wird. Eine entscheidende Größe ist die Nachweiseffizienz - diejenige Wahrscheinlichkeit, mit der ein einfallendes Teilchen im Detektor auch registriert wird. So können geladene Teilchen in Szintillationszählern zu nahezu 100% nachgewiesen werden, während γ-Quanten in Zählrohren nur zu wenigen Prozent registriert werden können.

Die beiden Konzepte der in den Versuchen „Lange Halbwertszeiten“ und „Szintillationszähler“ verwendeten Detektoren zum Nachweis von Teilchen und Strahlung werden in den Kapiteln 2.3 und 3.3 ausführlich diskutiert.

2 Lange Halbwertszeiten

2.1 Versuchsziel und didaktisches Konzept

Ziel des Versuchs ist die Bestimmung der Halbwertszeiten des α-Strahlers ^{147}Sm und des β-Strahlers ^{40}K. Mit Halbwertszeiten von $T_{1/2}\left(^{147}Sm\right)=1{,}06\cdot10^{11}$ Jahren und $T_{1/2}\left(^{40}K\right)=1{,}28\cdot10^{9}$ Jahren handelt es sich um extrem langlebige Nuklide, bei denen eine Beobachtung der Impulsrate in Abhängigkeit von der Zeit nicht mehr möglich ist. Die Halbwertszeit kann jedoch aus der spezifischen Aktivität bestimmt werden.

Als Detektor wird ein Methan-Durchflusszähler[5] verwendet. Entscheidend für den Nachweis von α-Teilchen ist dabei, dass die radioaktive Strahlung nicht durch ein Eintrittsfenster in den Detektor gelangt, sondern die Präparate direkt ins Zählgas eingebracht werden können.

Der radioaktive Zerfall ist ein statistischer Prozess. Der Fehler der Zählrate ergibt sich maßgeblich aus dem statistischen Messfehler und der Messzeit. Durch die Wahl der Messzeit bei einem bekannten Erwartungswert der Zählrate aus den Plateau-Messungen desselben Präparats kann der relative Fehler der Messergebnisse abgeschätzt werden. Aufgabe für die Studierenden soll deshalb sein, einen relativen Fehler von 2 % durch Wahl einer geeigneten Messzeit zu erhalten.
Die optimalen Einstellungen der Elektronik sollen durch Beobachten der Signale am Oszilloskop gefunden werden. Dies beinhaltet die Wahl eines geeigneten Verstärkungsfaktors, die Wahl der *shaping time* zur Signalformung und die Trennung von Signal und Rauschen durch geeignete Wahl der Diskriminatorschwelle.

Der Versuch soll über die physikalische Konzeption hinaus den Studierenden einen Einblick in die automatisierte Steuerung der Messungen durch ein LabVIEW-Messprogramm geben. LabVIEW wird in etlichen Versuchen des Anfänger- und Fortgeschrittenenpraktikums eingesetzt, bei denen ein Messprogramm die Versuchsdurchführung stark erleichtert. Darüber hinaus kommt LabVIEW in weiten Bereichen physikalischer Anwendung zum Einsatz, sowohl an Universitäten wie auch in Betrieben. Der erste Teil der Aufgabenstellung umfasst daher die eigenständige Programmierung eines Messprogramms. Dadurch werden die Studierenden vertraut gemacht mit den Grundprinzipen von LabVIEW.

---

5 Vgl. 2.3.1.1„Methan-Durchflusszähler“

2.2 Versuchsaufbau

Im Gas-Durchflusszählrohr wechselwirkt die radioaktive Strahlung mit den Atomen des Zählgases. Das Zählrohr liefert im Proportionalbereich zur Primärionisation proportionale Impulse, die ausgekoppelt werden und nach weiterer Impulsverarbeitung vom Computer gezählt werden.

Abbildung (2.1) zeigt Fotos des Versuchs „Lange Halbwertszeiten“.

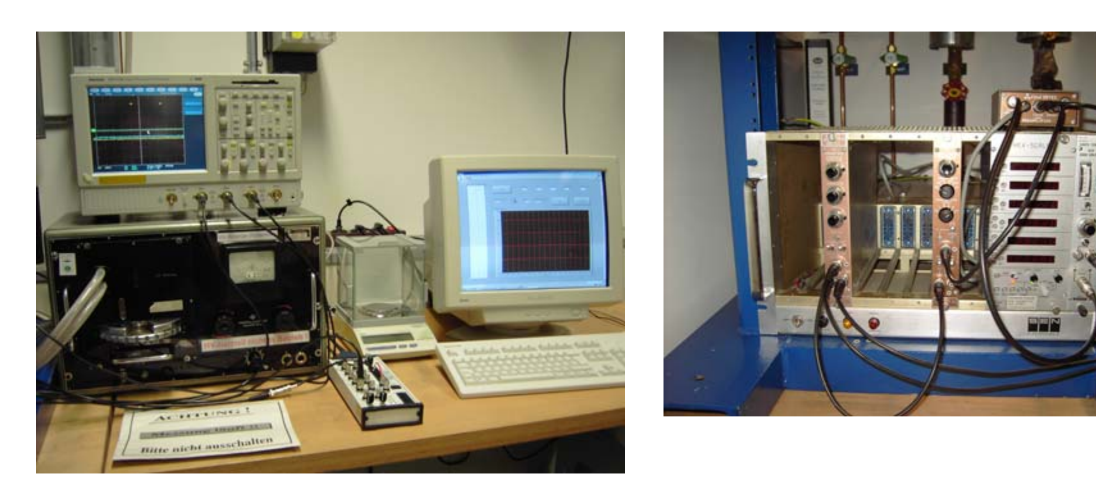


Abbildung 2.1: Versuchsaufbau „Lange Halbwertszeiten“

Abbildung 2.2 zeigt das Blockschaltbild des Versuchs.

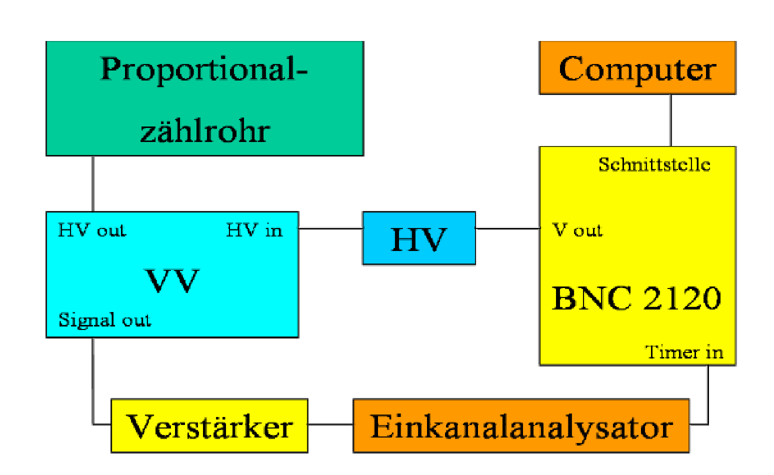


Abbildung 2.2: Blockschaltbild des Versuchs „Lange Halbwertszeiten“

Dabei steht die Abkürzung VV für Vorverstärker und HV für Hochspannung. Das BNC 2120 der Firma National Instruments ist über eine Schnittstelle mit dem Computer verbunden und ermöglicht die Steuerung durch ein Messprogramm.

2.2.1 Modifikationen am Experiment

In diesem Abschnitt werden die Veränderungen am Experiment aufgeführt und motiviert. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweisen des Zählrohres und der verwendeten Geräte erfolgt in Kapitel 2.3.1 und 2.3.2.

Die Funktionen des alten Methan-Durchflusszählers der Firma Frieseke & Hoepfner sind größtenteils außer Betrieb gesetzt worden. Es werden nur noch der Zählrohreinschub und das Methan-Durchflusszählrohr verwendet. Die Hochspannungsversorgung und die Signaldiskriminierung wurden bis zur Neugestaltung dieses Versuchs von einem Gerät übernommen, das zum einen umständlich zu bedienen war und dessen Funktionsweise zum anderen nicht transparent war. Ziel war es, das Zählrohr mit einer externen Hochspannungsquelle zu versorgen und die Signalverarbeitung auf den NIM-Standard umzustellen.

Auswahlkriterium für die Hochspannungsquelle war eine möglichst saubere Hochspannung mit einer Maximalspannung von mindestens 4000 V, die dem Zählrohr die notwendige Betriebsspannung zuführt. Sauber bedeutet in diesem Zusammenhang ein möglichst kleines Rauschen im Verhältnis zur Hochspannung, um Spannungsimpulse kleinster Amplitude separieren zu können. Der Vorverstärker „Preamplifier 142 PC“ der Firma Ortec wurde zur weiteren Glättung der Hochspannung integriert, der dazu vier in Serie geschaltete Kondensatoren verwendet. Die weiteren Funktionen des Vorverstärkers sind die Signalauskopplung und die Signalverstärkung.

Im Versuch wird eine Hochspannungsquelle Haute Tension, Typ 7161 mit einer Maximalspannung von 6000 V verwendet. Geräteintern wird die Spannung über ein Potentiometer geregelt. Für den Versuch sollte die Spannungsquelle extern ansteuerbar sein, so dass die Spannung über das verwendete LabVIEW-Messprogramm eingestellt werden kann. Deshalb wurde ein Umschalter zwischen interner und externer Steuerung eingebaut. Die Funktion der internen Steuerung über einen Drehknopf am Gehäuse des Geräts bleibt erhalten, zusätzlich ist nun eine Ansteuerung der Hochspannung mit einer externen Spannungsquelle möglich.

Abbildung 2.3: BNC 2120

Die benötigten Spannungen von 0 bis 4 Volt liefert ein analoger Ausgang des BNC 2120 der Firma National Instruments, das in Abbildung 2.3 gezeigt wird. Er ermöglicht über eine Schnittstelle mit dem Computer die Integration der Spannungssteuerung ins Messprogramm.

Die Signale werden im Vorverstärker aus der Hochspannung entgekoppelt, mit Hilfe von NIM-Elektronik weiterverarbeitet und mit dem Computer gezählt. Der Vorverstärker der Firma Ortec vom Typ „Amplifier 142 PC“ ist durch den Einbau eines weiteren Rückkopplungswiderstands modifiziert worden, um ein schnelleres Abfallen der Flanke des Ausgangssignals zu bewirken. Damit konnte der unerwünschte Effekt des Pile-ups stark reduziert werden, bei dem zwei sich überlagernde Impulse nicht mehr getrennt werden können. Dies hätte im Experiment die Folge einer zu kleinen Zählrate.
Zur Signaldiskriminierung wird ein Einkanalanalysator verwendet, dessen Ausgangsimpulse auf den BNC 2120 gegeben und vom Computer gezählt werden. Der Zähler wird ins Messprogramm integriert.

Die Programmierung eines Messprogramms, mit dessen Hilfe die Durchführung des Experiments und die Dokumentation der Messergebnisse automatisiert werden konnte, schließt die Liste der Neuerungen. Verwendet wird dazu das Programm LabVIEW der Firma National Instruments. Im Rahmen des ersten Aufgabenteils werden die Studenten zur eigenständigen Erstellung eines Messprogramms angeleitet. Eine ausführliche Darstellung zur Messung mit Hilfe eines LabVIEW-Programms erfolgt in Kapitel 2.6.

Es zeigte sich im Rahmen der Durchführung eine starke Anfälligkeit der Messapparatur gegenüber hochfrequenten Störsignalen, wie sie beispielsweise beim Betätigen der Jalousie auftraten. Sie führten zu einer sprunghaften Erhöhung der Zählrate und damit zu einer Verfälschung des Messergebnisses. Um diesem Effekt Rechnung zu tragen wird ein Hauptverstärker benutzt, der durch die geeignete Wahl einer Integrations- und Differentiationszeit (shaping time) hochfrequente Signale herausfiltert. Des Weiteren waren lange, nicht ausreichend geschirmte oder offene Kabel zu vermeiden, die die Anfälligkeit der Messapparatur gegen Störsignale ebenfalls erhöhten.

Bei der Durchführung des Versuchs sind undichte Stellen im Schlauchsystem aufgetreten. Es ist daher wichtig, den Gasdurchfluss ständig zu überprüfen. Dabei ist darauf zu achten, dass die Schläuche keine undichten Stellen haben und die

Dichtungen gut schließen. Als Kontrolle sollte bei geschlossenem Methanzufluss kein Gasdurchfluss zu beobachten sein. Im Verlauf mehrerer Messungen muss zudem ständig der Gasdurchfluss beobachtet werden, der möglichst konstant wenige Blasen pro Sekunde betragen sollte.

2.3 Proportionalzählrohr

In diesem Kapitel wird die Funktionsweise des verwendeten Proportionalzählers und die Signalverarbeitung diskutiert. Die Darstellung in Kapitel 2.3 basiert auf den verwendeten Lehrbüchern [4], [5], [6] und [8].

2.3.1 Detektortyp und Messprinzip

Ein Proportionalzählrohr ist ein Gas-Detektor, der elektrische Ausgangsimpulse liefert, die proportional zum Energieverlust der einfallenden Teilchen im Zählrohr sind. Durch den Einbau zweier Elektroden kann durch Anlegen einer elektrischen Spannung ein elektrisches Feld erzeugt werden. Die Atome des Detektorgases werden durch einfallende Teilchen oder Strahlung ionisiert und die erzeugten Elektronen driften entsprechend ihrer negativen Ladung zur Anode, die positiven Ionen zur Kathode. An den Kontakten wird dadurch eine Ladung induziert, die über einen Wechselkopplungskondensator und einen ladungsempfindlichen Vorverstärker in einen Spannungsimpuls umgewandelt wird. Der Spannungsimpuls kann entweder nur registriert und gezählt werden. Darüber hinaus kann der Impuls nach seiner Impulshöhe analysiert werden. Dadurch kann auf die proportionale Primärionisation und damit auf die Energie des einfallenden Teilchens geschlossen werden, wenn das einfallende Teilchen bei genügend großem Detektorvolumen seine gesamte Energie abgibt.
Zur genauen Zeitbestimmung sind Zählrohre allerdings nicht geeignet, weil die Ungenauigkeit der Zeitbestimmung gegeben ist durch die Driftzeit der Elektronen, die in der Größenordnung von Mikrosekunden liegt.

2.3.1.1 Methan-Durchflusszählrohr

Das Zählrohr hat die geometrische Gestalt eines Hohlzylinders, dessen Mantel die eine Kathode bildet. Die Anode ist ein Molybdän-Draht, der so genannte Zähldraht. Er wird in der vorliegenden Versuchsanordnung in U-Form in den Hohlraum des Zylinders gehängt. Der Zähldraht wird auf positive Hochspannung gelegt, der Zylindermantel

liegt auf Masse. Der Grund für die Wahl der zylindrischen Geometrie des Zählrohrs liegt darin, dass in Zähldrahtnähe eine große elektrische Feldstärke aufgrund ihrer 1/r-Abhängigkeit erreicht wird, so dass eine Vermehrung der Ladungsträger durch Stoßionisation erfolgen kann (vgl. 2.3.1.2 „Gasverstärkung“).
Das Zählrohr ist ein Durchflusszählrohr, das Zählvolumen wird ständig vom Zählgas durchspült. In Abbildung 2.4 ist der Durchflusszähler schematisch dargestellt.

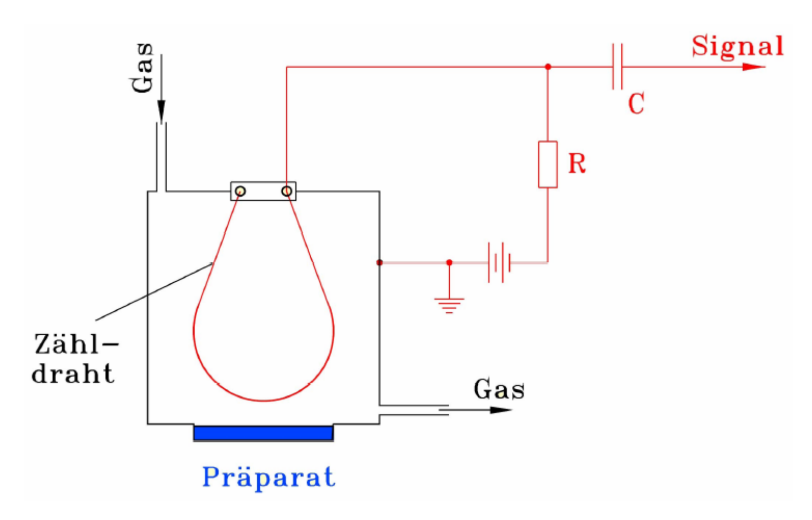


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Durchflusszählers

Weil sich bei jedem Ionisationsprozess ein mehratomiges Gas zersetzt, können durch die ständige Erneuerung des Zählgases konstante Zähleigenschaften gewährleistet werden. Als Zählgas wird reines Methan verwendet. Es besitzt gute Zähleigenschaften und ist billig. Um den Gasdurchfluss zu kontrollieren, wird das Methan durch einen Durchflussanzeiger geleitet.
Es handelt sich um ein Zählrohr in 2π -Anordnung, d.h. es kann radioaktive Strahlung nachgewiesen werden, die in einen Raumwinkel von 2π emittiert wird (Abb. 2.4).
Weil die nachzuweisende α- und β-Strahlung eine geringe Reichweite besitzt, ist darauf zu achten, dass nur ein möglichst kleiner Teil absorbiert wird ohne nachgewiesen zu werden. Die radioaktive Probe kann deshalb mittels eines Drehtellers manuell in das fensterlose Zählrohr gebracht werden, die Strahlung wechselwirkt so fast ausschließlich mit dem Zählgas.
Das Zählrohr ist zur Abschirmung der Untergrundstrahlung von einem Bleimantel eingeschlossen.

2.3.1.2 Gasverstärkung

In der Ionisationskammer findet keine Gasverstärkung statt, die von der einfallenden Strahlung erzeugte Ionisation wird im elektrischen Feld nur eingesammelt. Im Gegensatz zur Ionisationskammer werden im Proportionalzählrohr (wie in diesem Versuch verwendet) die kleinen Ausgangsimpulse durch das Prinzip der Gasverstärkung verstärkt, bei dem eine Vermehrung der primär erzeugten Ladungsträger erfolgt. Nun kann das elektrisches Feld in Zähldrahtnähe in einem zylindrischen Zählrohr durch die Wahl kleiner Drahtdurchmesser $(d \cong 50\ \mu m)$ oder durch hohe Betriebsspannungen verstärkt werden. Die Gasverstärkung ist proportional zur angelegten Spannung. Fällt nun ein ionisierendes Teilchen in ein solches Zählrohr, erzeugt es Elektronen, die auf ihrer Strecke zum Zähldraht zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen Energie durch Beschleunigung gewinnen. Dadurch können sie beim Stoßprozess weitere Moleküle ionisieren und es kommt zu einer Vergrößerung der Anzahl an Elektronen, man spricht von Gasverstärkung.

2.3.1.3 Arbeitsbereiche eines Zählrohres

In Abhängigkeit von der angelegten Spannung am Zählrohr unterscheidet man mehrere Arbeitsbereiche des Zählrohrs. Sie sind in Abbildung 2.5 dargestellt und werden im Folgenden erläutert.

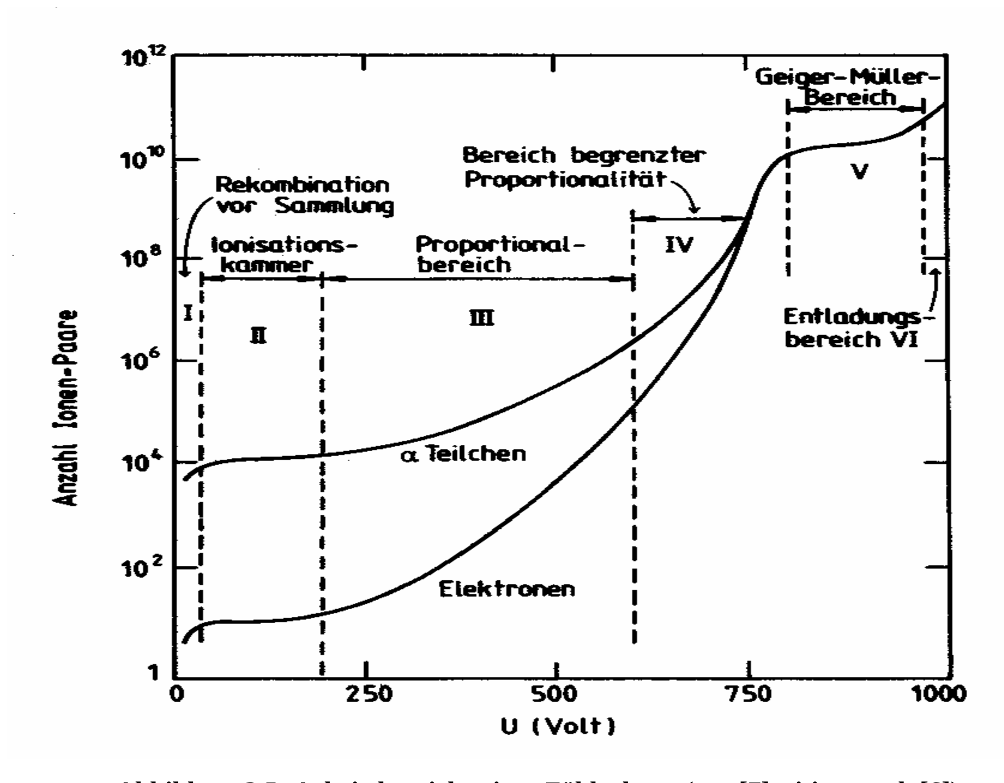


Abbildung 2.5: Arbeitsbereiche eines Zählrohres (aus [7], zitiert nach [6])

Bereich I: Bei der Spannung Null rekombinieren die gebildeten positiven Ionen und mit den Elektronen und es gelangt keine Ladung an die Elektroden. Mit steigender Spannung werden mehr und mehr Ladungsträger gesammelt.

Bereich II: Alle primär erzeugten Ladungsträger werden eingesammelt, die Zahl der Ladungen erreicht einen Sättigungswert. In diesem Bereich arbeiten Ionisationskammern.

Bereich III: Wird die Spannung weiter erhöht, findet Gasverstärkung statt. Es kommt zu einer Steigerung der Zählrate durch sekundär erzeugte Ladungsträger. Der Gasverstärkungsfaktor ist konstant und die Impulshöhe damit proportional zur Primärionisation. Man nennt diesen Bereich den Proportionalbereich, in dem das Methan-Durchflusszählrohr dieses Versuchs arbeitet.

Bereich IV: Bei weiterem Spannungsanstieg verlässt das Zählrohr den Proportional-bereich, der Gasverstärkungsfaktor wird von der Primärionisation unabhängig.

Bereich V: In diesem Bereich findet lawinenartige Entladung statt, man nennt ihn den Auslösebereich. Die positiven Ionen einer Ladungslawine wandern langsamer als die Elektronen, so dass um den Zähldraht eine positive Raumladungswolke gebildet wird. Bis die Ionen die Kathode erreicht haben, hört die Stoßionisation auf und das Zählrohr ist gegenüber Primärionisationen unempfindlich. Die Impulshöhe ist nun völlig unabhängig von der Primärionisation, die Ereignisse können nur noch gezählt werden. In diesem Bereich arbeiten Geiger-Müller-Zähler.

Bereich VI: Wird die Zählrohrspannung weiter erhöht, kommt es zu selbständigen Entladungen im Zählrohr. Bereits ab Bereich V bricht die Entladung nicht mehr von selbst ab. Durch den Einsatz von Argon oder einem mehratomigen organischen Gas wie Ethanol können Entladungen gelöscht werden. Man spricht vom Entladungbereich.

2.3.1.4 Zählrohrcharakteristik

Das Methan-Durchflusszählrohr wird im Proportionalbereich betrieben. Bei mehratomigen Gasen wie Methan ist die Proportionalität der Impulshöhe zur Primärionisation bis zu Gasverstärkungsfaktoren von $A = 10^5$ erhalten.
Der ausgekoppelte Impuls wird verstärkt und in einem Einkanalanalysator weiterverarbeitet. Dieser diskriminiert diejenigen Impulse, deren Impulshöhen einen Schwellenwert überschreiten.[6] Die Impulshöhe ist proportional zur Primärionisation. Nach Kapitel 2.3.1 sind die nachzuweisenden α-Teilchen deutlich energiereicher als die β-Teilchen, weshalb die von den α-Teilchen hervorgerufene Ionisationsdichte größer ist als die von den β-Teilchen. Folglich wird bei den α-Teilchen eine geringere Gasverstärkung benötigt als bei den β-Teilchen, um nachweisbare Impulse zu erhalten. Weil die Gasverstärkung wiederum proportional zur Zählrohrspannung ist, ergibt sich der in Abbildung 2.6 dargestellte Verlauf der Impulsrate als Funktion der angelegten Spannung. Abbildung 2.6 wird dabei als die so genannte Zählrohrcharakteristik bezeichnet.

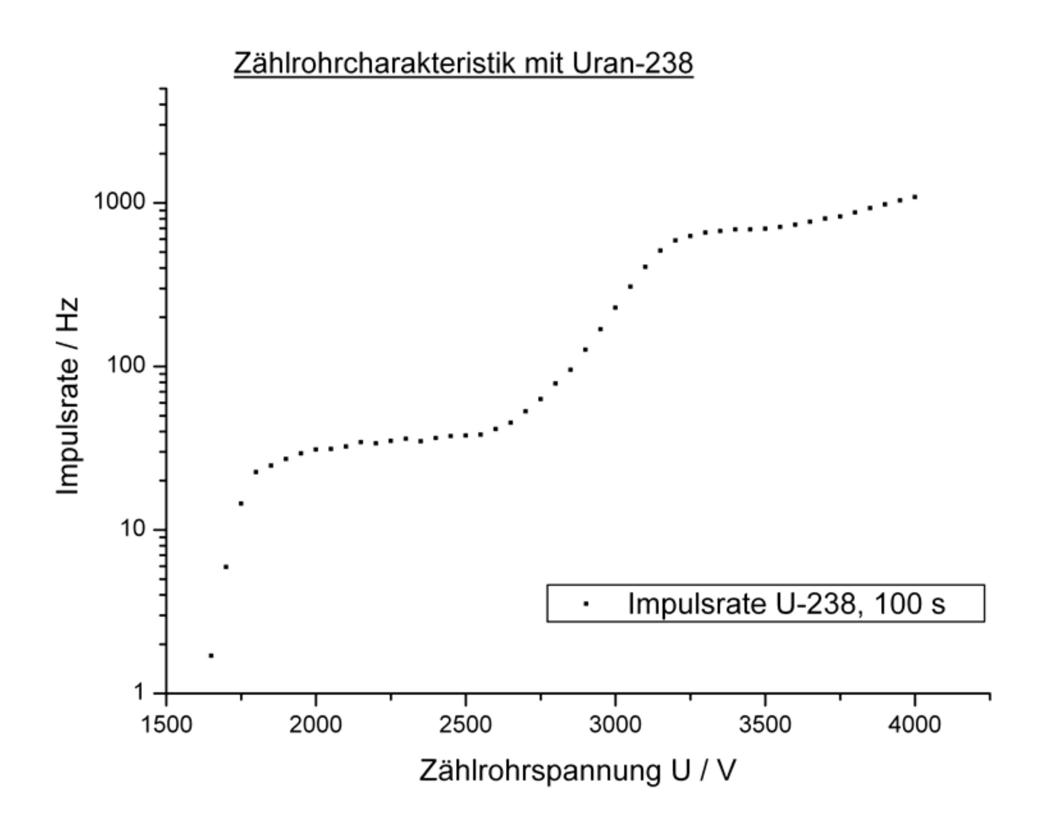


Abbildung 2.6: Zählrohrchrakteristik mit Uran-238

[6] Näheres zur Signalverarbeitung siehe Abschnitt 2.3.2

2.3.1.5 Selbstabsorption

Mit Selbstabsorption bezeichnet man den Effekt, dass in der Tiefe der Probe emittierte Strahlung in der Probe selbst wieder absorbiert werden kann. Sie spielt insbesondere bei niederenergetischen Strahlern und dicken Präparaten eine Rolle und ist besonders stark bei α-Zerfällen.

Korrekturen bei α-Strahlung

Um die Selbstabsorption bei α-Strahlung zu berücksichtigen, muss beachtet werden, dass nur die α-Teilchen aus der Probe austreten, deren Wegstrecke r innerhalb der Probe kürzer ist als die maximale Reichweite R für α-Strahlung in Samarium.

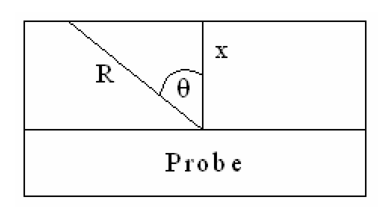


Abbildung 2.7: Beziehung vom Raumwinkel Ω(x) und der Wegstrecke r in der Probe

Gemäß Abbildung 2.7 ist r verknüpft mit der Schichtdicke x und dem Raumwinkel $\Omega(x)$, innerhalb dem die α-Teilchen emittiert werden. Man erhält für den Raumwinkel

$$\Omega(x) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_{\max}(x)} \sin\theta \, d\theta \, , \qquad (2.1)$$

wobei $\theta_{\max}(x) = \arccos(x/R)$ der maximale Winkel ist, unter dem Teilchen die Probe verlassen können. Auswertung des Integrals (2.1) liefert

$$\Omega(x) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta_{\max}(x)} \sin\theta \, d\theta = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{x}{R}\right). \qquad (2.2)$$

Die Impulsrate n ist gegeben durch

$$n = \frac{A}{d} \cdot \int_0^R \frac{\Omega(x)}{4\pi} dx = \frac{A_V \cdot F}{4\pi} \cdot \int_0^R \Omega(x) \, dx = \frac{A_V \cdot F \cdot R}{4} \, . \qquad (2.3)$$

Dabei ist $d = F/V$ die Dicke, F die Oberfläche und V das Volumen der Probe. A bezeichnet die Aktivität und A_V die Aktivität pro Volumen.

Korrekturen bei β-Strahlung

Um die Selbstabsorption in einem Präparat zu eliminieren, misst man die Impulsrate über der Gesamtoberfläche des Präparats in Abhängigkeit von der Masse. Man bestimmt also die spezifische Aktivität A_s, die man erhält, wenn man die Aktivität auf die Masse des Präparats normiert. Ihre Einheit ist Bq/mol.

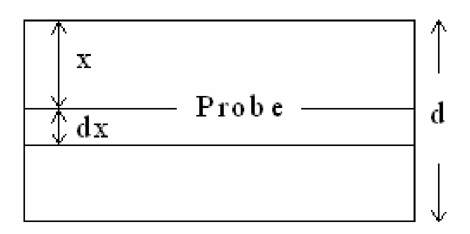


Abbildung 2.8: Verminderung der Impulsrate in einem Volumenelement $F \cdot dx$

Für die Impulsrate n an der Oberfläche F eines Präparats, die von einem Volumenelement $F \cdot dx$ im Abstand x herrührt, gilt

$$n \sim A_s \cdot F \cdot \rho \cdot dx \cdot \left(1 - e^{-\mu x}\right), \tag{2.4}$$

wobei ρ die Dichte und μ der Absorptionskoeffizient der Probe sind.
Vernachlässigt man die Energieabhängigkeit von μ und damit, dass μ abhängig von x ist, liefert Integration von (2.4) bis zur Schichtdicke d mit der Randbedingung $I(0) = 0$ die gemessene Impulsrate

$$n(m) = \frac{A_s \cdot F \cdot \rho}{\mu} \cdot \left(1 - e^{-\mu d}\right). \tag{2.5}$$

Unter Verwendung von $m = \rho \cdot V = \rho \cdot F \cdot d$ und $A_s = A/m$ kann (2.5) als Funktion der Masse geschrieben werden. Man erhält

$$n(m) = \frac{A_s \cdot F \cdot \rho}{\mu} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\mu \cdot m}{F \rho}}\right). \tag{2.6}$$

Die gemessene Impulsrate n in Abhängigkeit von der Masse m folgt also dem Gesetz des beschränkten Wachstums, die endliche Reichweite der Teilchen begründet die Existenz einer Wachstumsgrenze S.
Die Grenze S ist dabei gegeben durch $n(m) \xrightarrow{m \to \infty} A_s \cdot F \cdot \rho / \mu$.

2.3.1.6 Rückstreuung

Radioaktive Strahlung wird isotrop in alle Raumrichtungen emittiert. Das Zählrohr kann Strahlung detektieren, die nach oben in einen Raumwinkel von 2π emittiert wird. Besonders bei β-Strahlung kann aber auch ein Teil der Strahlung, der nach unten emittiert wird, am Boden oder den Wänden des Aluminiumschälchens gestreut werden und auf diese Weise indirekt in das Zählvolumen gelangen. Die Rückstreuung wird durch einen Korrekturfaktor f berücksichtigt, der abhängig ist von der Dicke und der Ordnungszahl des Streumaterials und von der Energie der Strahlung. Für ^{40}K ist der Rückstreufaktor von Aluminium $f = 1{,}29$.

2.3.2 Signalverarbeitung

Der Detektor erzeugt elektrische Signale, die zuerst in einem analogen Teil verstärkt und geformt und anschließend digitalisiert werden.
Zur Signalverarbeitung werden ein ladungsempfindlicher Vorverstärker, ein Hauptverstärker, ein Einkanalanalysator und ein Zähler verwendet. Die Funktionsweise der Geräte wird im Folgenden diskutiert.

2.3.2.1 Vorverstärker

Im Methan-Durchflusszählrohr werden Stromimpulse erzeugt, die mit Hilfe des Vorverstärkers in Spannungsimpulse leicht messbarer Amplitude umgewandelt werden und deren Impulshöhe proportional zur Primärionisation der nachgewiesenen Teilchen ist. In einem ladungsempfindlichen Vorverstärker wird die Ladung auf einen Kondensator integriert und am Ausgang des Vorverstärkers wird ein dieser Ladung proportionaler Spannungsimpuls generiert, der nach Ende des Pulses zur Verfügung steht.
Als Vorverstärker wird in diesem Versuch der „Amplifier 142 PC“ der Firma Ortec benutzt. Die Betriebsspannungen von ± 12 V und ± 24 V erhält er durch Anschluss an den Hauptverstärker im NIM-Überrahmen (NIM = Nuclear Instrument Module).
Der Vorverstärker erfüllt drei Funktionen: die Glättung der Hochspannung, die Signalauskopplung und die Signalverstärkung. Die Hochspannung wird dem Vorverstärker über den HV-Eingang zugeführt und gelangt über mehrere Kondensatoren zum HV-Ausgang, der mit dem Zählrohr verbunden wird. Die Kondensatoren dienen der Glättung der Hochspannung. Über ein RC-Glied werden die schnellen Stromimpulse ausgekoppelt und auf die oben beschriebene Weise in Spannungsimpulse umgewandelt. Der Verstärkungsfaktor dieses Vorverstärkers ist intern festgelegt.

Wie in Kapitel 2.2.1 erwähnt wird der Vorverstärker nicht im Originalzustand benutzt, sondern ist durch den Einbau eines zusätzlichen Rückkopplungswiderstands modifiziert worden, um ein schnelleres Abfallen des Ausgangssignals zu erreichen.

2.3.2.2 Hauptverstärker

Der Hauptverstärker (Amplifier) erfüllt zwei Aufgaben:
Zum einen werden die Impulse weiter verstärkt, so dass sie anschließend eine Amplitude von einigen Volt besitzen. Es ist zu beachten, dass bei zu hohen Verstärkungsfaktoren der Hauptverstärker in Sättigung geht – die Ausgangssignale sollten also eine maximale Spannungsamplitude nicht überschreiten.
Zum anderen sind statistische Schwankungen, die im Detektor selbst oder in den Widerständen und Kapazitäten entstehen, unerwünschte Begleiteffekte. Eine wichtige Optimierungsgröße ist dabei das Signal-Rausch-Verhältnis. Durch Differentiation und Integration über eine geeignete Zeitspanne mitteln sich statistisch streuende Schwankungen heraus und die Signale werden zur weiteren Verarbeitung geformt. Das geformte Signal kann am unipolaren Ausgang des Verstärkers abgegriffen werden. Durch eine weitere Differentiation des unipolaren Signals entsteht zusätzlich das bipolare Ausgangssignal, das den Nulldurchgang an der Stelle des Maximums bzw. Minimums des unipolaren Signals hat.
Beide Signale können verzögert werden, ein regulierbares *delay* erlaubt eine gezielte Verlängerung der elektronischen Laufzeit eines Signals.
Durch einen Schalter „positiv-negativ“ kann die Polarität des Signals erhalten oder umgekehrt werden.

Der im Versuch verwendete Verstärker ist der „Amplifier 571“ der Firma Ortec. Er dient in diesem Versuch vor allem der Differentiation und Integration des Signals mit einer geeigneten Zeitkonstante. Diese Zeitkonstante wird als *shaping time* bezeichnet und gilt gleichermaßen für die Differentiation wie für die Integration. Sie kann beim verwendeten Verstärker zwischen $0{,}5\,\mu s$ und $10\,\mu s$ gewählt werden.
Die maximale Spannungsamplitude beträgt beim „Amplifier 571“ 10 V.

2.3.2.3 Einkanalanalysator

Das unipolare Ausgangssignal des Hauptverstärkers wird auf einen Einkanalanalysator (EKA) gegeben, der die Funktion der Signaldiskriminierung hat. Durch die Wahl zweier Schwellenwerte, *lower level* und *upper level* genannt, kann ein Impulshöhenfenster gewählt werden. Liegt die Amplitude eines Impulses innerhalb des

gewählten Fensters, wird ein Normimpuls erzeugt, der am Ausgang des EKAs zur Verfügung steht. Eine schematische Darstellung zeigt Abbildung 2.9.

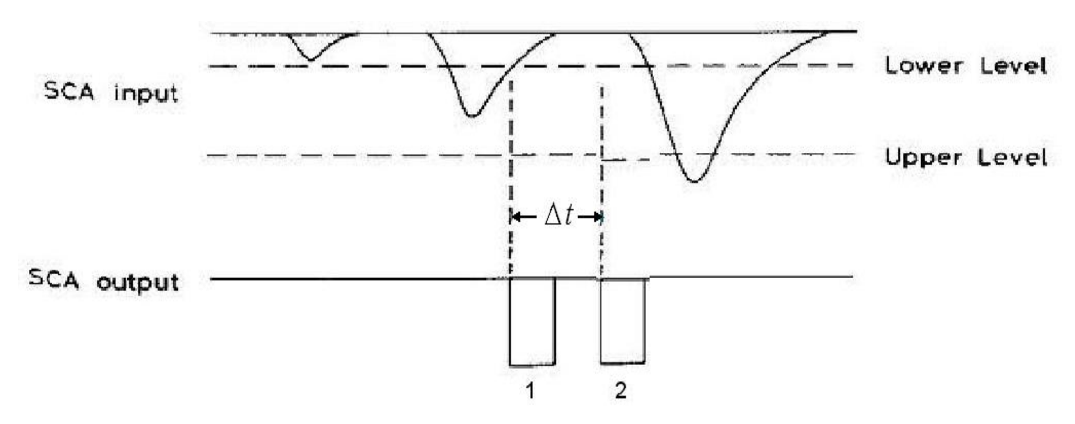


Abbildung 2.9: Erzeugung eines Normimpulses (1) und eines um Δt zeitverzögerten Normimpulses (2) im Einkanalanalysator (aus [8], ergänzt)

Der im Versuch verwendete „TSCA 551" der Firma Ortec (TSCA, Timing Single Channel Analyzer) kann in drei verschiedenen Modi betrieben werden. Im „*normal mode*" können die obere und untere Schwelle unabhängig voneinander gewählt werden, sie entsprechen den absoluten Impulshöhen. Im „*window mode*" fungiert das „*upper level*" nicht als absolute Impulshöhe, sondern gibt die Fensterbreite oberhalb der unteren Schwelle an, so dass man die obere Schwelle durch Addition von „lower level" und „upper level" erhält. Im „*integral mode*" wird die obere Schwelle nicht berücksichtigt, es werden alle Pulse diskriminiert, die die untere Schwelle überschreiten.

Die zusätzliche Funktion der möglichen Zeitverzögerung des Signals ist durch den Zusatz „Timing" angedeutet. Abbildung 2.9 zeigt ebenfalls einen um Δt zeitverzögerten Normimpuls.

2.3.2.4 Zähler

Der Zähler ist in diesem Versuch kein einzelnes Gerät im NIM-Überrahmen, die Funktion des Zählens der Ausgangsimpulse des Einkanalanalysators wird vielmehr von dem Gerät BNC 2120 der Firma National Instrument übernommen.

Die logischen Ausgangsimpulse werden dabei auf einen der Zählereingänge gegeben und mit der steigenden Flanke detektiert. Mit Hilfe des Computerprogramms LabVIEW können diese Signale gezählt werden. Die Zählfunktion wird entsprechend in das Messprogramm integriert.

Alternativ kann zum Zählen der Ausgangsimpulse des Einkanalanalysators ein Hex-Scaler als NIM-Einschub verwendet werden.

2.4 Verwendete radioaktive Präparate

2.4.1 Uran-238

Zur Aufnahme der Zählrohrcharakteristik wird ^{238}U verwendet, das mit einer relativen Häufigkeit von $99{,}275\,\%$ in der Natur vorkommt.
Das Präparat ist ein kleiner schwarzer Quader mit den ungefähren Abmessungen $1\ \text{cm} \times 0{,}7\ \text{cm} \times 0{,}3\ \text{cm}$ und ist in einem Aluminiumschälchen von $2{,}9$ cm Außendurchmesser fest eingeklebt.

Abbildung 2.10 zeigt die Zerfallskette von ^{238}U, an deren Ende stabiles Blei steht.

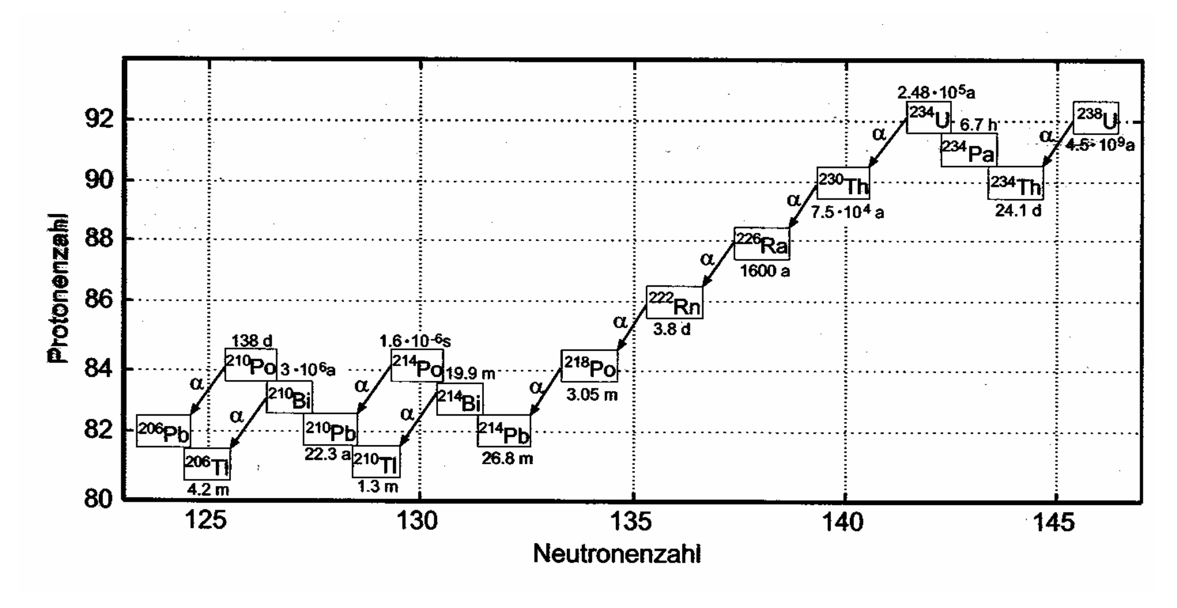


Abbildung 2.10: Zerfallsreihe von Uran-238 (aus [1])

Im Folgenden werden die ersten drei Zerfallsreaktionen betrachtet, deren α- und β-Strahlung im Versuch vorwiegend detektiert wird.

Mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}\left({}^{238}U\right) = 4{,}468 \cdot 10^{9}$ Jahren zerfällt ^{238}U durch α-Zerfall zu Thorium-234.

$$ {}^{238}_{92}U \rightarrow {}^{234}_{90}Th^{(*)} + {}^{4}_{2}He \tag{2.7} $$

Der Tochterkern ^{234}Th kann dabei sowohl im Grundzustand als auch in angeregten Zuständen entstehen, Abbildung 2.11 sind die Übergangswahrscheinlichkeiten der möglichen Zustände des Tochterkerns zu entnehmen. Die angeregten Zustände gehen durch Emission von γ-Strahlung in den Grundzustand über.

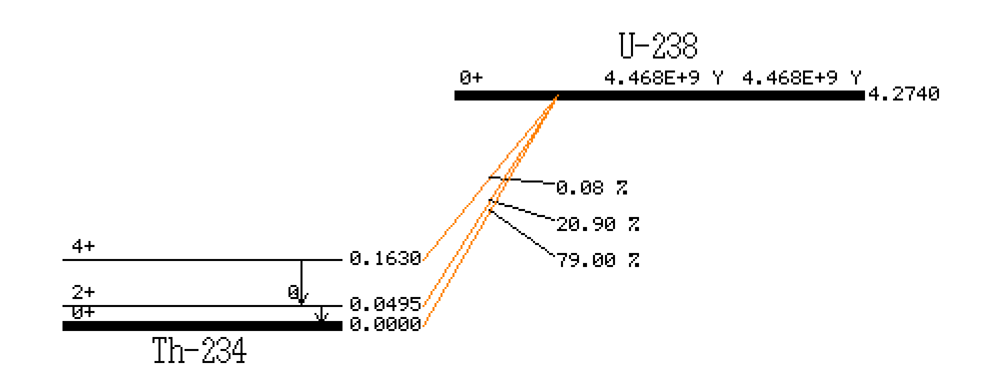


Abbildung 2.11: Zerfallsschema von Uran-238, Energien in MeV (aus [10])

Die Energie der α-Teilchen beim Zerfall in den Grundzustand von ^{234}Th beträgt 4,198 MeV, beim Zerfall in die angeregten Zustände von ^{234}Th haben die α-Teilchen Energien von 4,151 MeV bzw. 4,038 MeV.

^{234}Th ist kein stabiles Nuklid, sondern zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von 24,1 Tagen durch β^--Zerfall zu ^{234}Pa.

$$^{234}_{90}Th \rightarrow ^{234}_{91}Pa^{(*)} + e^- + \overline{\nu}_e \tag{2.8}$$

Das Zerfallsschema von ^{234}Th ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

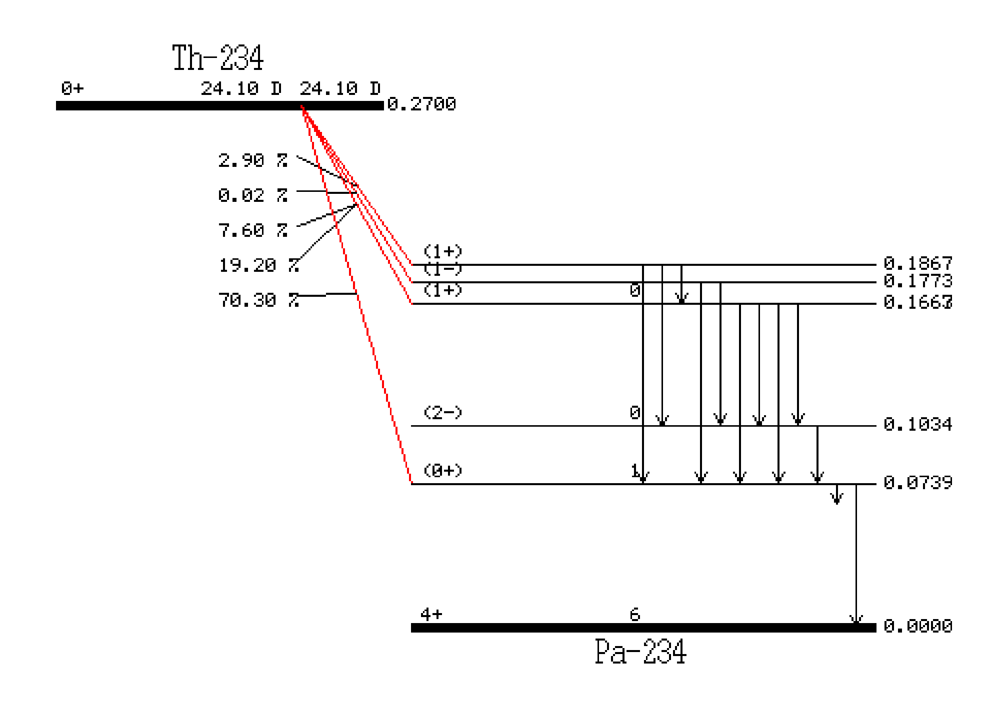


Abbildung 2.12: Zerfallsschema von Thorium-234, Energien in MeV (aus [10])

Weil es sich um einen 3-Teilchen-Zerfall handelt, haben die Elektronen keine feste Energie, sondern ein kontinuierliches Energiespektrum. Die maximalen Energien der Elektronen liegen zwischen 80 keV und 200 keV.

Auch Paladium ist instabil und zerfällt mit einer mittleren Lebensdauer von 6,7 Stunden durch β^--Zerfall zu ^{234}U.

$$^{234}_{91}Pd \rightarrow ^{234}_{92}U^{(*)} + e^- + \overline{\nu}_e \tag{2.9}$$

Das Zerfallsschema ist sehr komplex und ist im Anhang beigefügt. Die Energien der emittierten Elektronen erstrecken sich bis maximal 1250 keV.

2.4.2 Samarium-147

Als reiner α-Strahler wird ^{147}Sm verwendet, das mit einer relativen Häufigkeit von 15% in natürlichem Samarium vorkommt. Im Versuch wird Samariumoxid Sm_2O_3 als sehr feines Pulver mit einer Reinheit von 99% benutzt.
^{147}Sm zerfällt durch α-Zerfall mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}\left(^{147}Sm\right) = 1{,}06 \cdot 10^{11}$ Jahren zu Neodym (^{143}Nd).

$$^{147}_{62}Sm \rightarrow ^{143}_{60}Nd + ^{4}_{2}He \tag{2.10}$$

Abbildung 2.13 zeigt das Zerfallsschema von ^{147}Sm.

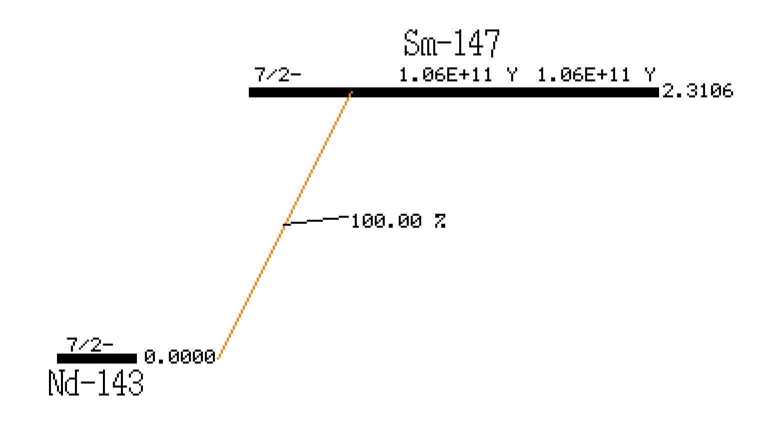


Abbildung 2.13: Zerfallsschema von Samarium-147, Energien in MeV (aus [10])

Die Übergangswahrscheinlichkeit in den Grundzustand von ^{143}Nd beträgt 100%, so dass das α-Teilchen stets eine Energie von 2,233 MeV besitzt.
Der Tochterkern ^{143}Nd ist ein stabiles Isotop von Neodym.

2.4.3 Kalium-40

Als reiner β-Strahler wird ^{40}K verwendet, das mit einer relativen Häufigkeit von $0{,}0117\,\%$ in der Natur vorkommt. Im Versuch wird Kaliumchlorid KCl benutzt.
Beim β-Zerfall von ^{40}K treten zwei Prozesse auf:

$$^{40}_{19}K \rightarrow ^{40}_{20}Ca + e^{-} + \overline{\nu}_e \qquad (\beta^{-}\text{-Zerfall}) \qquad (2.11)$$

und

$$^{40}_{19}K + e^{-} \rightarrow ^{40}_{18}Ar + \nu_e \qquad (\text{Elektroneneinfang, E.C.}) \qquad (2.12)$$

Die Zerfallsschemata beider Prozesse beim Zerfall von ^{40}K sind in Abbildung 2.14 dargestellt.

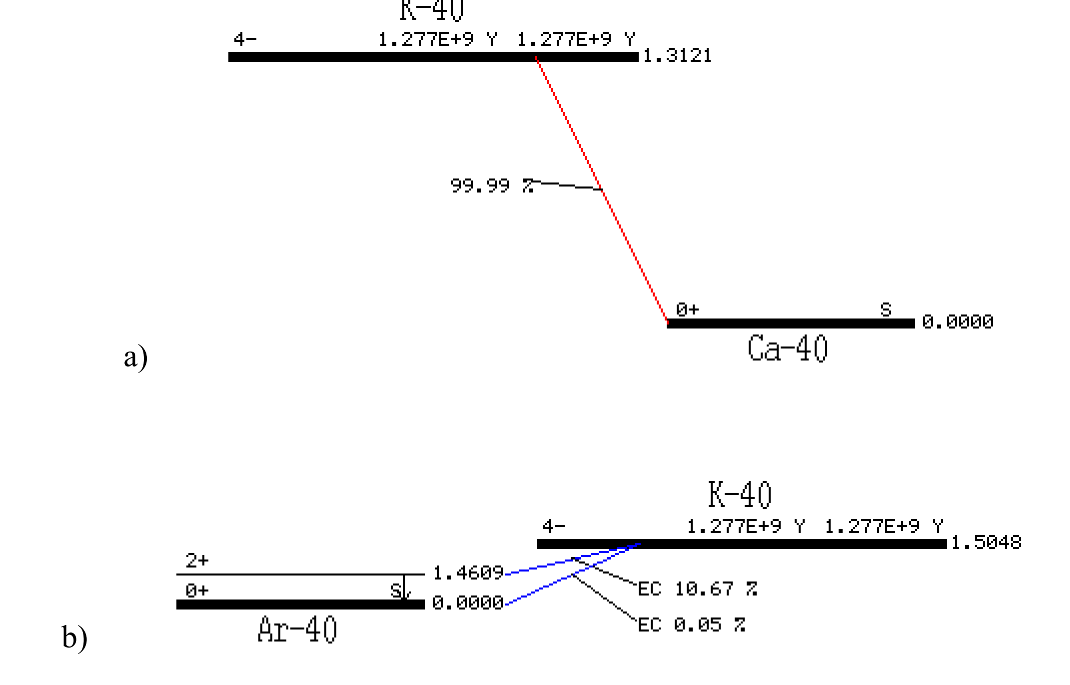


Abbildung 2.14: Zerfallsschema von Kalium-40 a) zu Calcium-40 und b) zu Argon-40, Energien in MeV (aus [10])

Die Energie der beim β^{-}-Zerfall emittierten Elektronen beträgt maximal 1312 keV.

Die beiden Prozesse treten auf im Verhältnis von

$$E.C./\beta^{-} = 10{,}72/89{,}28 = 0{,}12 \qquad (2.13)$$

2.5 Aufgabenstellung

Die Bestimmung langer Halbwertszeiten ist möglich durch die Messung der Aktivität, die nach (1.9) mit der Halbwertszeit verknüpft ist. Im Rahmen dieses Versuchs werden dazu zwei Messmethoden verwendet: Die Aktivität des α-Strahlers Samarium wird in Abhängigkeit der Oberfläche des Präparats gemessen, aus der nach Kapitel 2.7.3.3 die Halbwertszeit berechnet werden kann. Beim β-Strahler Kalium bestimmt man die spezifische Aktivität, indem man die Aktivitäten verschiedener Massen misst. Aus der Anpassung an die Messwerte kann die Halbwertszeit nach Kapitel 2.7.4.3 berechnet werden. Für die Messungen wird ein Computer-Messprogramm verwendet, das im ersten Aufgabenteil selbstständig erstellt wird.

Teil A - Erstellen eines LabVIEW-Messprogramms

i) Erstellen Sie anhand der Darstellung in Kapitel 2.6 „Messung mit Hilfe eines LabVIEW-Messprogramms“ und der Kurzanleitung (Anhang A.1) zur Programmierung in LabVIEW ein Messprogramm, das es ermöglicht, Spannungen einzustellen und Zählraten zu messen. Nähere Informationen zu den genauen Anforderungen an das Programm und zu Hilfestellungen zur Durchführung finden Sie in Kapitel 2.6.

Teil B - Bestimmung der Halbwertszeiten von ^{147}Sm und ^{40}K

i) Wählen Sie geeignete Einstellungen der Elektronik. Beobachten Sie dazu die Signale nach dem Vorverstärker, dem Hauptverstärker und dem Einkanalanalysator.
(Beachten Sie, dass bei den Messungen mit Samarium und Kalium ein genügend großer Verstärkungsfaktor und eine bestmögliche Signaldiskriminierung durch die Trennung von Signal und Rauschen entscheidend sind. Optimieren Sie die Einstellungen für jedes Präparat neu.)

ii) Nehmen Sie mit ^{238}U die Zählrohrcharakteristik des Methan-Durchflusszählrohrs auf. Wählen Sie die Anfangsspannung $U_{initial} = 1000$ V, die Endspannung $U_{end} = 4000$ V, die Schrittweite $U_{step} = 100$ V und die Messzeit pro Spannungswert $t = 50$ s.

iii) Führen Sie eine Untergrundmessung mit einem leeren Aluminiumschälchen durch, mit der Sie die Zählrohrcharakteristik aus ii) und die Messungen der Plateaus mit Samarium in iv) und Kalium in v) korrigieren. Wählen Sie als Anfangsspannung die Einsatzspannung für α-Strahlung bei ^{238}U, die Endspannung $U_{end} = 4000$ V, die Schrittweite $U_{step} = 100$ V und die Messzeit pro Spannungswert $t = 100$ s.

iv) Nehmen Sie mit ^{147}Sm das α-Plateau mit $U_{step} = 100$ V und $t = 200$ s auf. Wählen Sie als Anfangsspannung die Einsatzspannung des α-Plateaus der Zählrohrcharakteristik, die Endspannung sollte die Einsatzspannung des β-Plateaus überragen. Korrigieren Sie Ihre Plateaumessung mit der Untergrundmessung aus iii).

v) Messen Sie bei einer Arbeitsspannung in der Mitte des α-Plateaus die Aktivität von ^{147}Sm und den Untergrund. Wählen Sie die Messzeit so, dass Sie einen relativen statistischen Fehler von etwa 2 % erhalten. Verwenden Sie dazu als Erwartungswert die Zählrate aus der Plateaumessung. Bestimmen Sie die Halbwertszeit von ^{147}Sm und berechnen Sie den Fehler. Vergleichen Sie mit dem Literaturwert und diskutieren Sie mögliche Fehlerquellen.

vi) Nehmen Sie mit ^{40}K das β-Plateau mit $U_{step} = 100$ V und $t = 100$ s auf. Wählen Sie als Anfangsspannung die Einsatzspannung des β-Plateaus der Zählrohrcharakteristik und die Endspannung $U_{end} = 4000$ V. Korrigieren Sie Ihre Plateaumessung mit der Untergrundmessung aus iii).

vii) Führen Sie bei einer Arbeitsspannung in der Mitte des β-Plateaus für 10 verschiedene Massen eine Aktivitätsmessung von ^{40}K durch. Präparieren Sie dazu jeweils ein Schälchen mit Kaliumchlorid und wiegen es mit der Präzisionswaage. Messen Sie die Aktivitäten und berücksichtigen Sie den Untergrund durch eine Messung mit leerem Aluminiumschälchen. Bestimmen Sie die Messzeit pro Masse so, dass die Messwerte einen relativen Fehler von etwa 2 % haben. Verwenden Sie dazu als Erwartungswert die Zählrate aus der Plateaumessung. Tragen Sie die Aktivität gegen die Masse auf und interpolieren Sie die Messwerte nach (2.6) durch die Funktion

$$n(m) = a \cdot \left(1 - e^{-b\,m}\right).$$

Bestimmen Sie aus den Parametern a und b die Halbwertszeit von ^{40}K und berechnen Sie den Fehler unter Berücksichtigung einer möglichen Korrelation der beiden Parameter. Vergleichen Sie mit dem Literaturwert und diskutieren Sie mögliche Fehlerquellen.

2.6 Messung mit Hilfe eines LabVIEW-Messprogramms

Das Messprogramm soll die folgenden Funktionen übernehmen:

a) Steuerung des Potentiometers der Hochspannungsquelle

b) Zählen der Counts und Bestimmung der Zählraten

c) Darstellen der Messwerte in einer Tabelle

d) Darstellen der Messwerte in einem Diagramm

Dazu sind Unterprogramme erstellt worden, die am Ende dieses Kapitels vorgestellt werden. Sie stehen den Studierenden zum Erstellen Ihres eigenen Programms zur Verfügung.

Zur Aufnahme der Zählrohrcharakteristik werden folgende Eingabeelemente benötigt: Anfangsspannung, Endspannung, Schrittweite und Messdauer. Sie werden auf dem Frontpanel positioniert. Außerdem sollen die Messwerte in einer Zählanzeige, einer Tabelle und einem Kurvengraph dargestellt werden.

Abbildung 2.15 zeigt das Frontpanel eines Programms „Lange Halbwertszeiten“ nach Aufnahme der Zählrohrcharakteristik mit Uran-238.

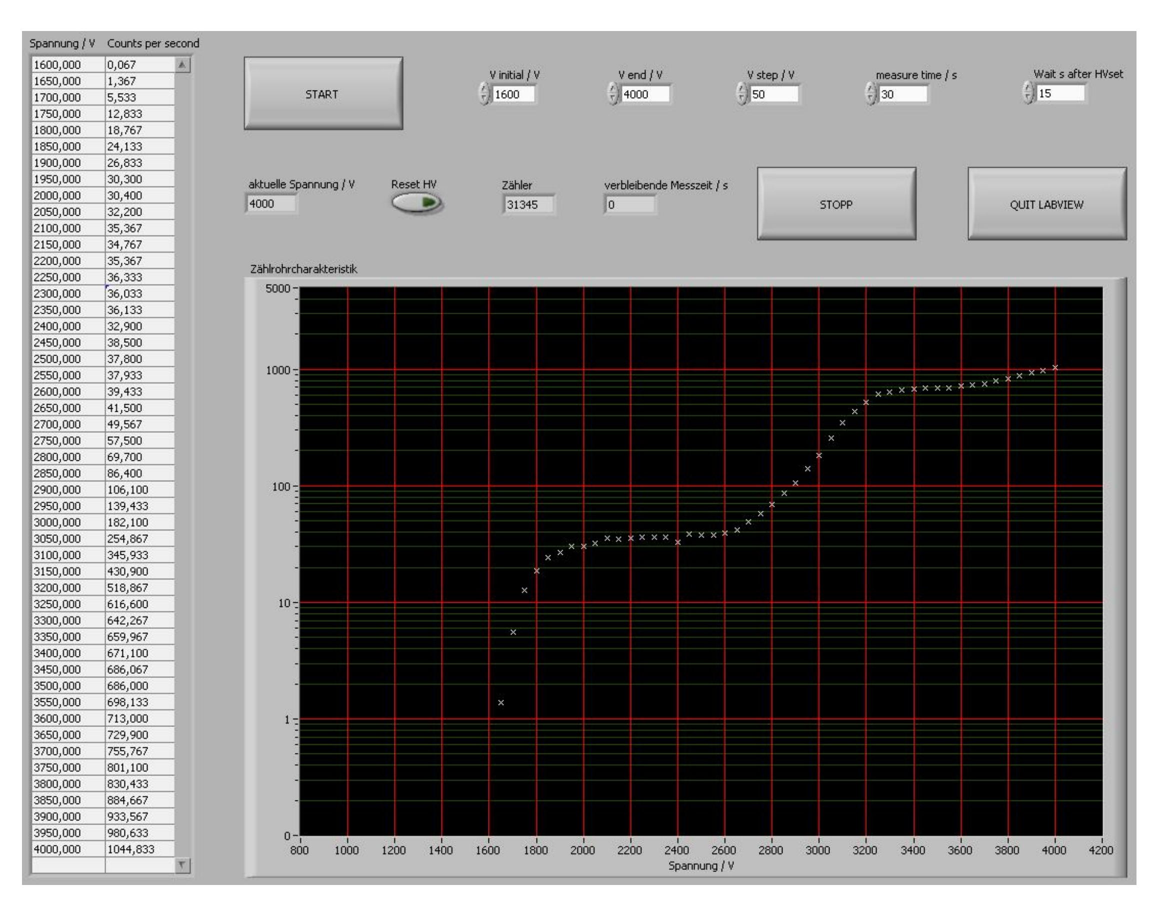


Abbildung 2.15: Frontpanel „Lange Halbwertszeiten“

Nachdem das Frontpanel erstellt wurde, wird das Blockdiagramm entworfen.
Dazu wird für jeden Spannungswert eine Schleife durchlaufen, in der die Ereignisse für eine vorgegebene Messdauer gezählt werden. Der aktuelle Spannungswert lässt sich durch Anfangsspannung und Schrittweite ausdrücken, indem zur Anfangsspannung das i-fache der Schrittweite addiert wird. Dabei wird der Schleifenindex i verwendet, der von 0 aufwärts läuft. Die Schleife wird gestoppt, wenn der aktuelle Spannungswert die Endspannung erreicht hat.
Jedes Paar aus aktueller Spannung und Zählrate wird in einen zweidimensionalen „Array“ geschrieben. Dieser enthält zwei Spalten, eine für die Spannung, bei der gemessen wird, die andere für die gemessene Zählrate, die man durch Division der Ereignisse durch die Messdauer erhält. Durch die Funktion „Insert into Array“ wird nach jedem Durchlauf das nächste Paar (Spannung, Zählrate) hinzugefügt.

Im Folgenden werden die einzelnen Schritte des Programms dargestellt:

Abbildung 2.17 zeigt das Blockdiagramm „Lange Halbwertszeiten“.
Wie beschrieben werden die Spannungen und die Messdauer eingestellt und durchlaufen das Blockdiagramm. Es enthält die in Abbildung 2.16 dargestellten Strukturen in zeitlicher Abfolge enthält:

0[0..2]:	Spannung setzen
1[0..2]:	konstante Zeit warten, in der die gewählte Spannung eingestellt wird
2[0..2]:	Zählen der Ereignisse bis die Stop-Bedingung der Schleife erfüllt ist, die mit dem Ablauf der Messzeit verknüpft ist

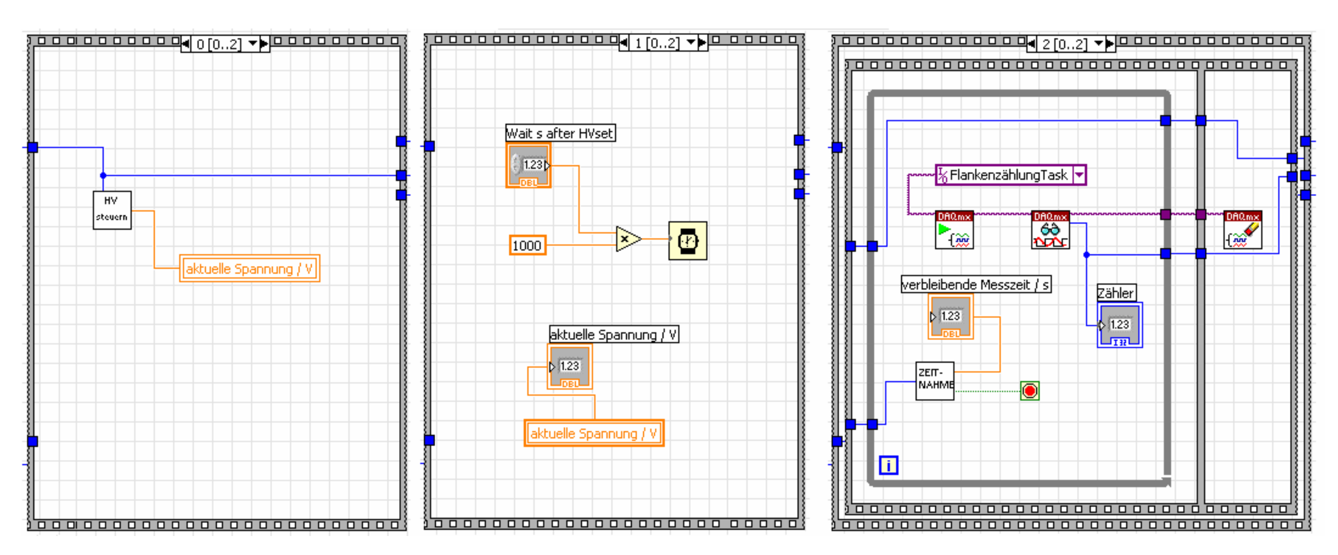


Abbildung 2.16: Strukturen „Spannung einstellen und messen“

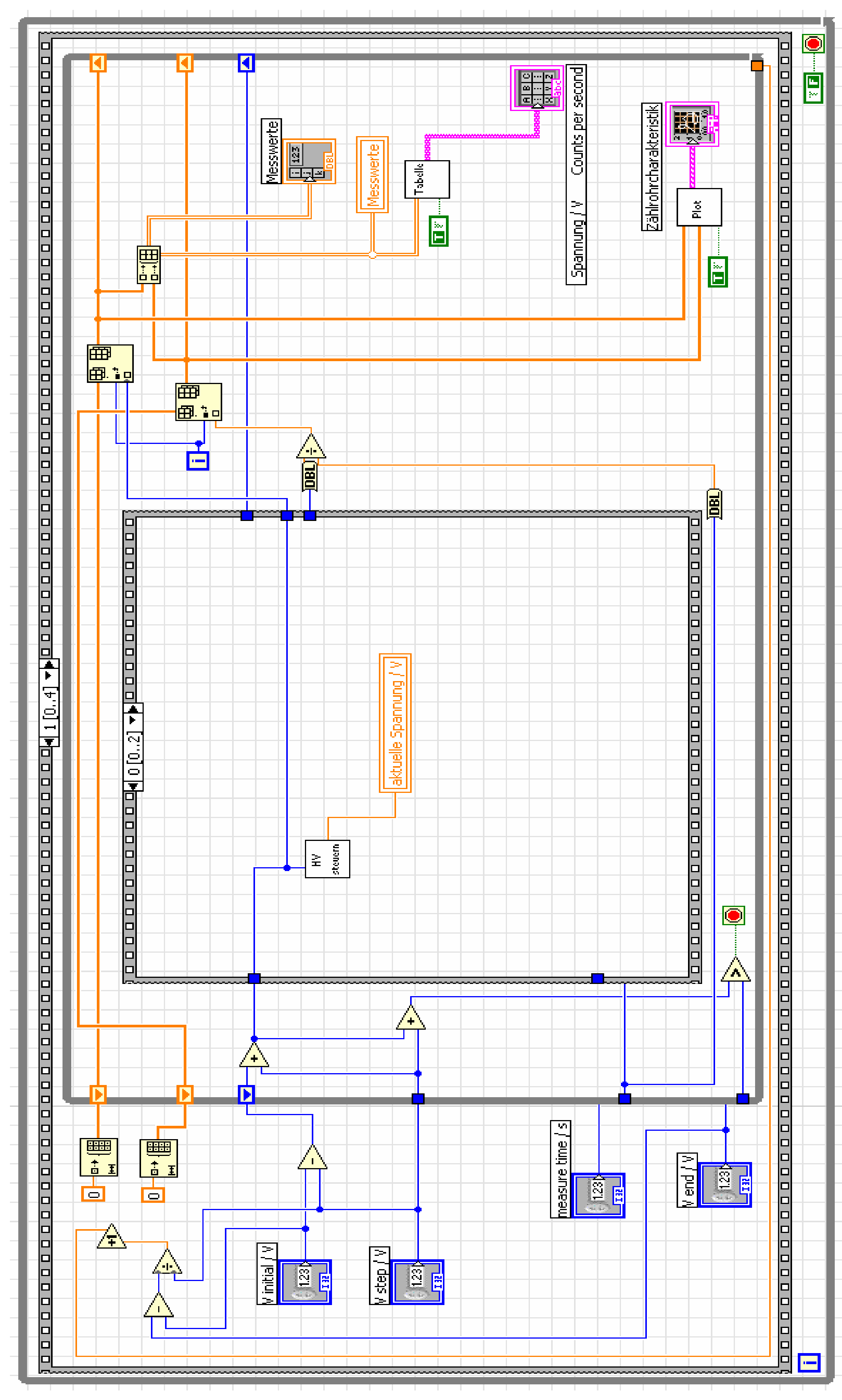


Abbildung 2.17: Blockdiagramm „Lange Halbwertszeiten“

Es werden die folgenden Unterprogramme (SubVIs) verwendet:

i) *Ansteuern des Potentiometers der Hochspannungsquelle*

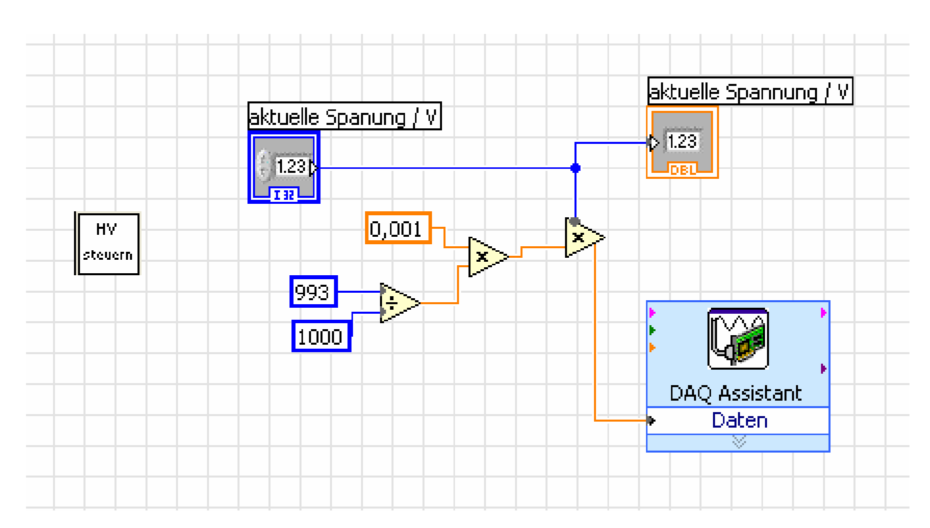


Abbildung 2.18: SubVI „HV steuern“

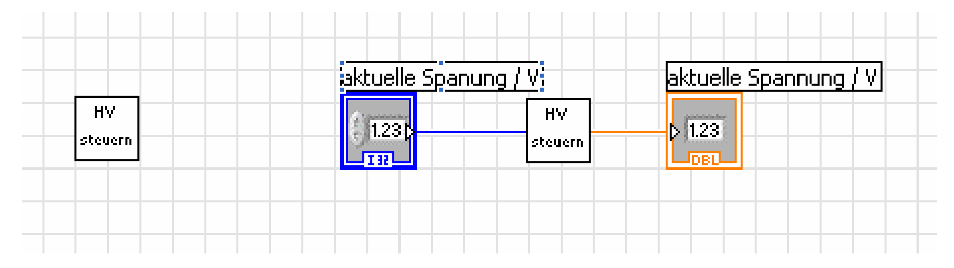


Abbildung 2.19: Einbindung des SubVIs „HV steuern“

ii) *Messzeitnahme*

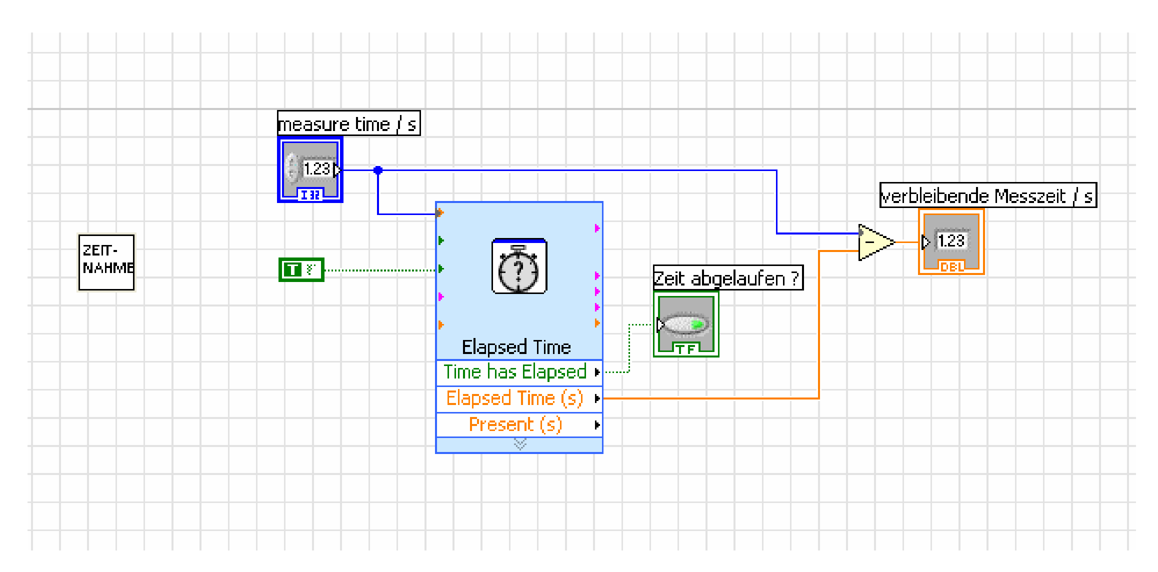


Abbildung 2.20: SubVI „Zeitnahme“

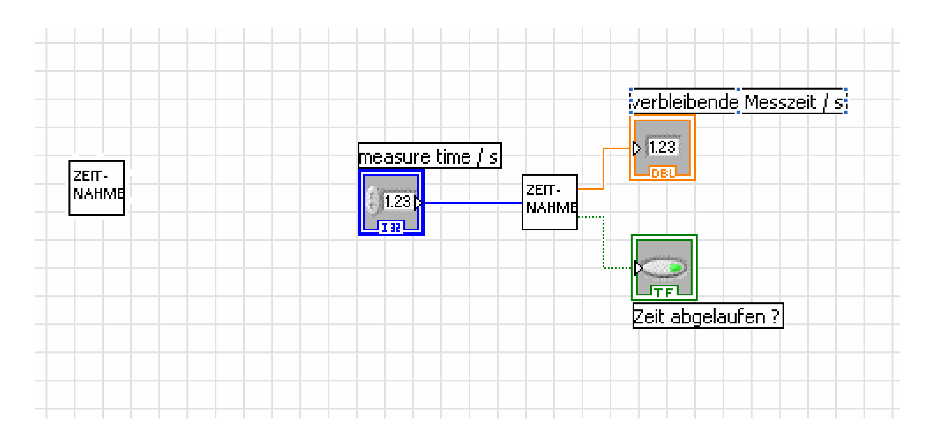
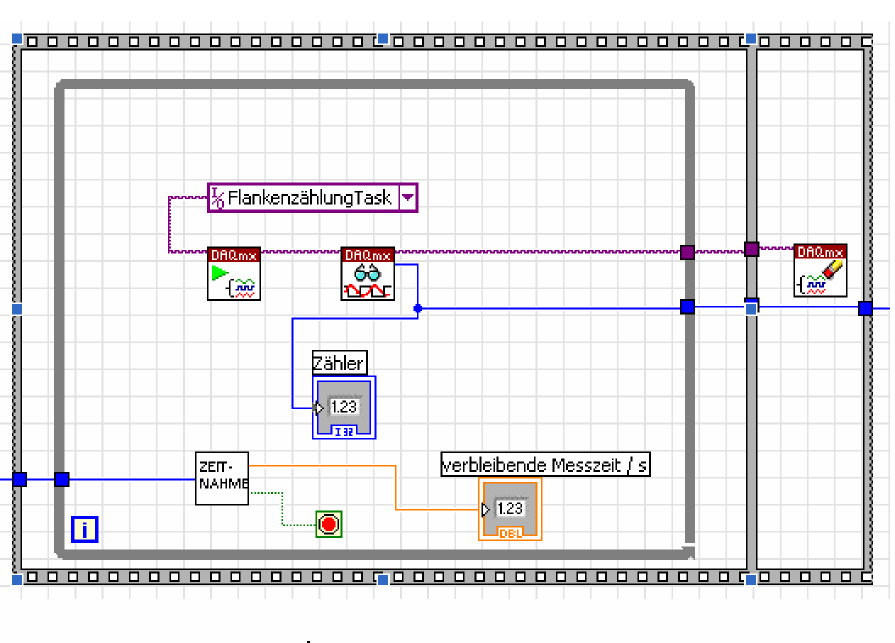
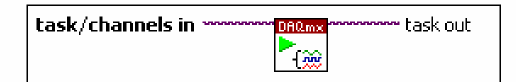


Abbildung 2.21: Einbindung des SubVIs „Zeitnahme“

iii) *Zählen der Ereignisse*



DAQmx Start Task



DAQmx Read

DAQmx Clear Task

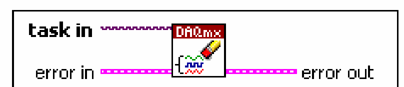


Abbildung 2.22: Zählen der Ereignisse

iv) *Schreiben der Messwerte in eine Tabelle*

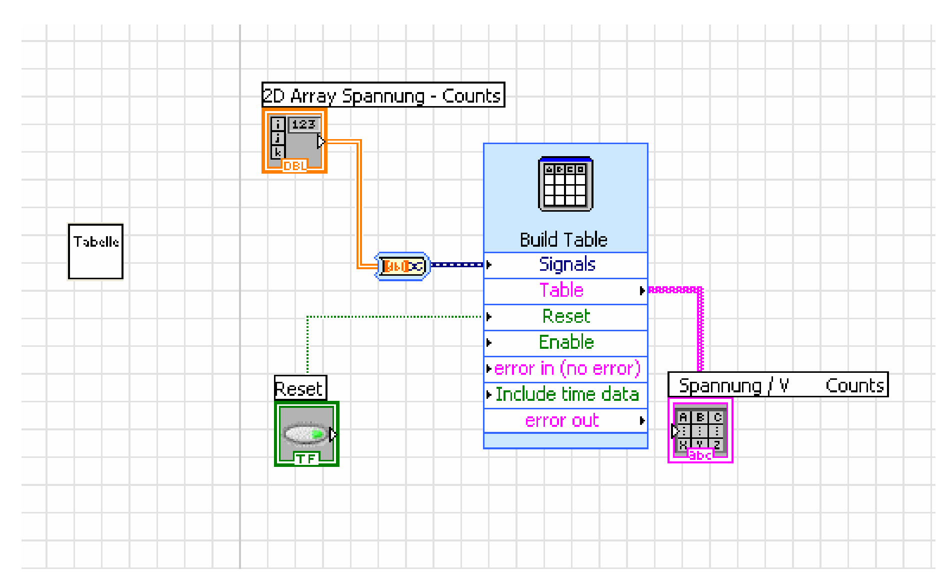


Abbildung 2.23: SubVI „Tabelle“

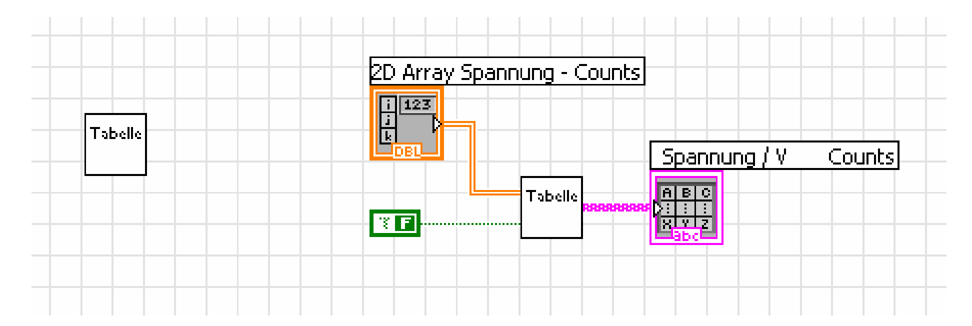


Abbildung 2.24: Einbindung des SubVIs „Tabelle“

v) *Darstellen der Messwerte in einem Diagramm*

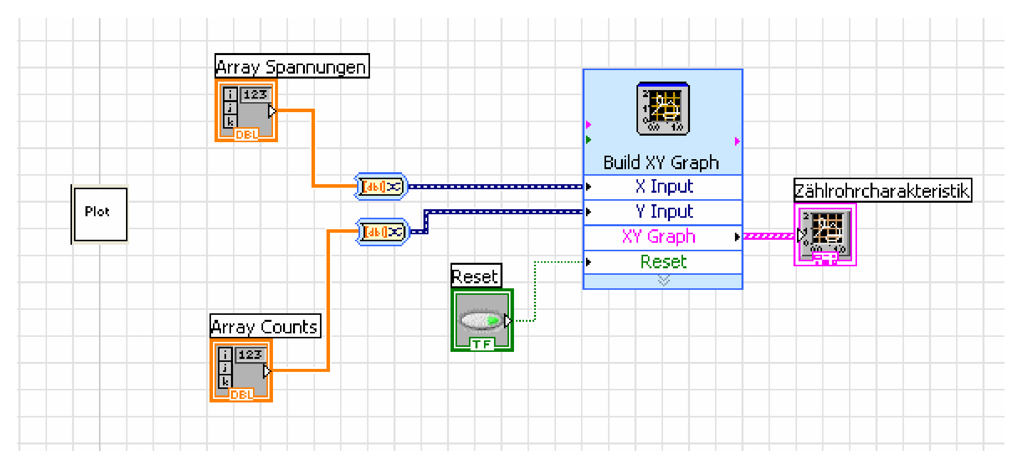


Abbildung 2.25: SubVI „Plot“

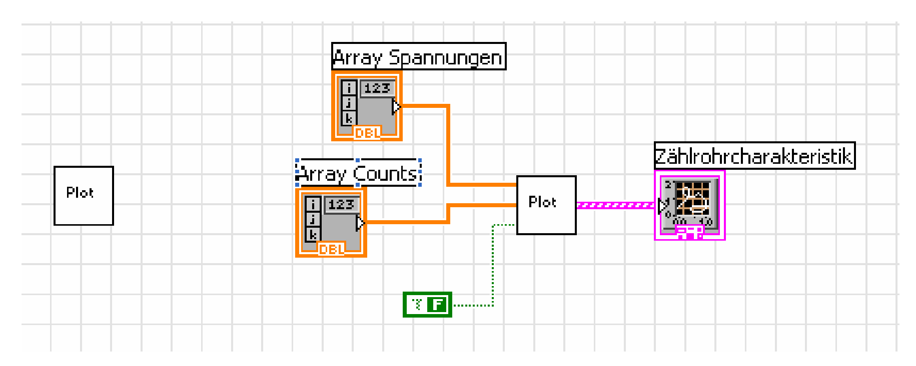


Abbildung 2.26: Einbindung des SubVIs „Plot“

2.7 Versuchsdurchführung und Auswertung

Im Rahmen dieser Arbeit ist der Versuch intensiv durchgeführt worden. Die Ergebnisse werden in diesem Kapitel ausführlich dargestellt und bewertet.

2.7.1 Wahl der geeigneten Einstellungen der Elektronik

Die Einstellungen der Elektronik sind dahingehend zu optimieren, dass eine saubere Trennung von Signal und Rauschen gelingt. Dazu wurden die Ausgangssignale des Vorverstärkers, des Hauptverstärkers und des Einkanalanalysators auf dem Oszilloskop betrachtet.
Der Verstärkungsfaktor des Vorverstärkers ist beim verwendeten „Amplifier 142 PC" der Firma Ortec intern festgelegt und lässt sich nicht variieren. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wurde mit dem kleinstmöglichen Verstärkungsfaktor verstärkt, der beim verwendeten „Amplifier Ortec 571" 10 beträgt. Zur optimalen Formung, d.h. zur Glättung der Signale wird eine *shaping time* von $6\ \mu s$ gewählt.
Der Einkanalanalysator wird in diesem Versuch im „*integral mode*" betrieben, weil nur die Zählrate, nicht aber die Impulsamplitude von Bedeutung ist. Stellt man die untere Schwelle allerdings so niedrig wie möglich ein, so liefert der EKA bei jedem Eingangsimpuls zwei Ausgangsimpulse. Durch Beobachten der Signale am Oszilloskop konnte dieser Effekt bei einer Wahl der unteren Schwelle von 0,5 Skalenteilen vermieden werden.

2.7.2 Zählrohrcharakteristik

2.7.2.1 Messung der Zählrohrcharakteristik mit Uran-238

Mit einer Messzeit pro Spannungswert von $t = 100$ s wurde die Zählrohrcharakteristik aufgenommen, die in Abbildung 2.27 unter Berücksichtigung der Untergrundmessung dargestellt ist. Man erkennt deutlich die erwarteten Plateaus für α- und β-Strahlung.
Ein möglicher Grund für den weiteren Anstieg bei $U = 3700\ V$ ist, dass beim Zerfall von ^{238}U auch γ-Strahlung emittiert wird, die bei genügend großen Spannungen ebenfalls detektiert wird und zu einer Vergrößerung der Zählrate führt. Ebenso wäre plausibel, dass das Zählrohr nur bis zu Spannungen dieser Größenordnung im Proportionalbereich (Bereich III, Abbildung 2.5) arbeitet und für größere Spannungen nur noch beschränkte Proportionalität gilt. Nach der Vermessung des β-Plateaus in Kapitel 2.7.4.1 wird diese Fragestellung noch einmal aufgegriffen.

Der Zweck der Aufnahme der Zählrohrcharakteristik ist nur eine qualitative Abschätzung der Arbeitsbereiche für α- und β-Strahlung. Im nächsten Versuchsteil werden sich genauere Messungen der Plateaus anschließen. Daher wird an dieser Stelle auf eine Fehleranalyse verzichtet.

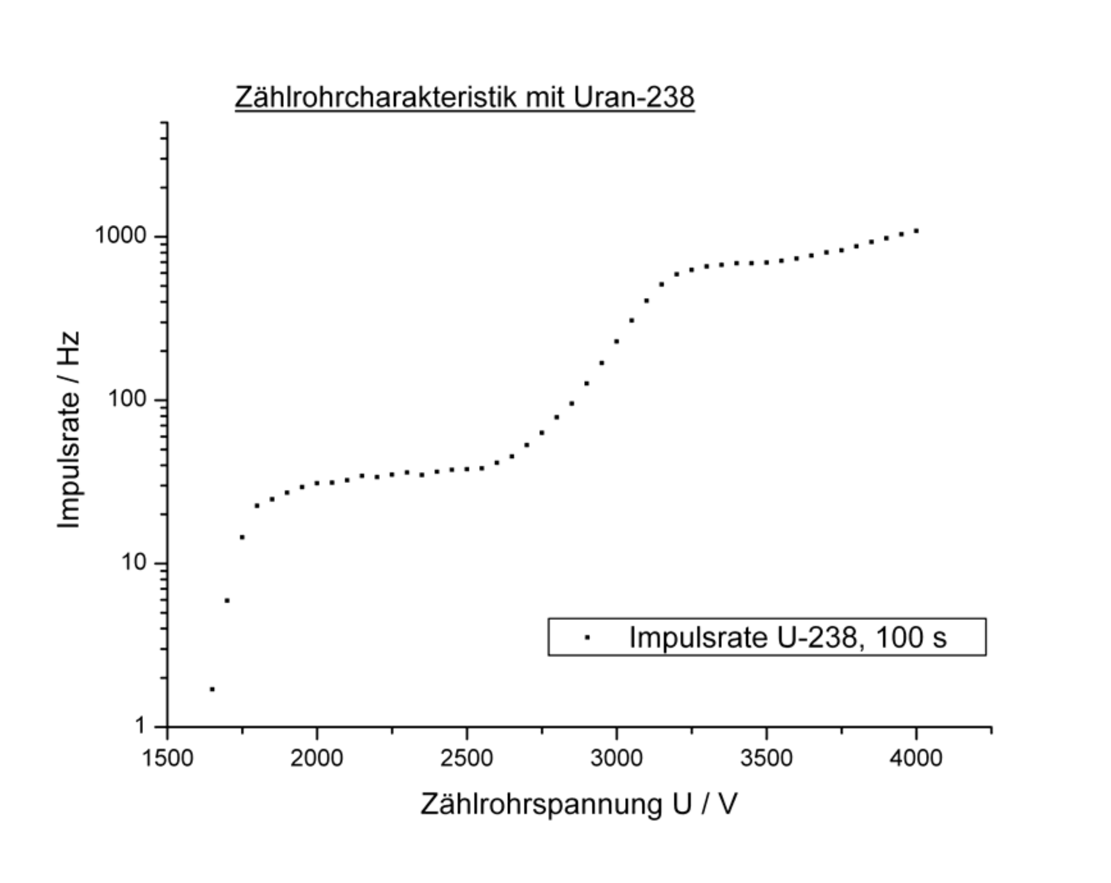


Abbildung 2.27: Zählrohrcharakteristik mit Uran-238

2.7.3 Halbwertszeit des reinen α-Strahlers Samarium-147

Zur Bestimmung der Halbwertszeit von ^{147}Sm wurde zuerst die Arbeitsspannung durch Aufnahme des α-Plateaus bestimmt. Bei dieser Spannung wurde dann die Aktivität von ^{147}Sm gemessen und unter Berücksichtigung des gemessenen Untergrunds die Halbwertszeit berechnet.

2.7.3.1 Aufnahme des α-Plateaus mit Samarium-147

Zur Auswahl der Spannung für die Messung der Halbwertszeit von Samarium wurde in diesem Versuchsteil das α-Plateau mit Samarium aufgenommen. In Abbildung 2.28 sind die gemessenen Zählraten als Funktion der Spannung dargestellt, dazu wurde die

Schrittweite der Spannung auf $U_{step} = 50$ V halbiert und die Messzeit pro Spannungswert auf $t = 200$ s erhöht.
Der Grund dieser zusätzlichen Messung des α-Plateaus mit Samarium wird in Abbildung 2.28 deutlich: Es werden bei Uran bereits Elektronen bei Spannungen nachgewiesen, bei denen das α-Plateau noch nicht vollständig erreicht ist. Demnach erstreckt sich das α-Plateau bei Samarium bis $U \cong 3000$ V, hingegen werden bei Uran bereits ab $U \cong 2600$ V erste Elektronen nachgewiesen. Der geringe, aber systematische Anstieg der Zählraten im Bereich der Plateaus ist durch die Abhängigkeit des Verstärkungsfaktor von der Zählrohrspannung zu erklären.

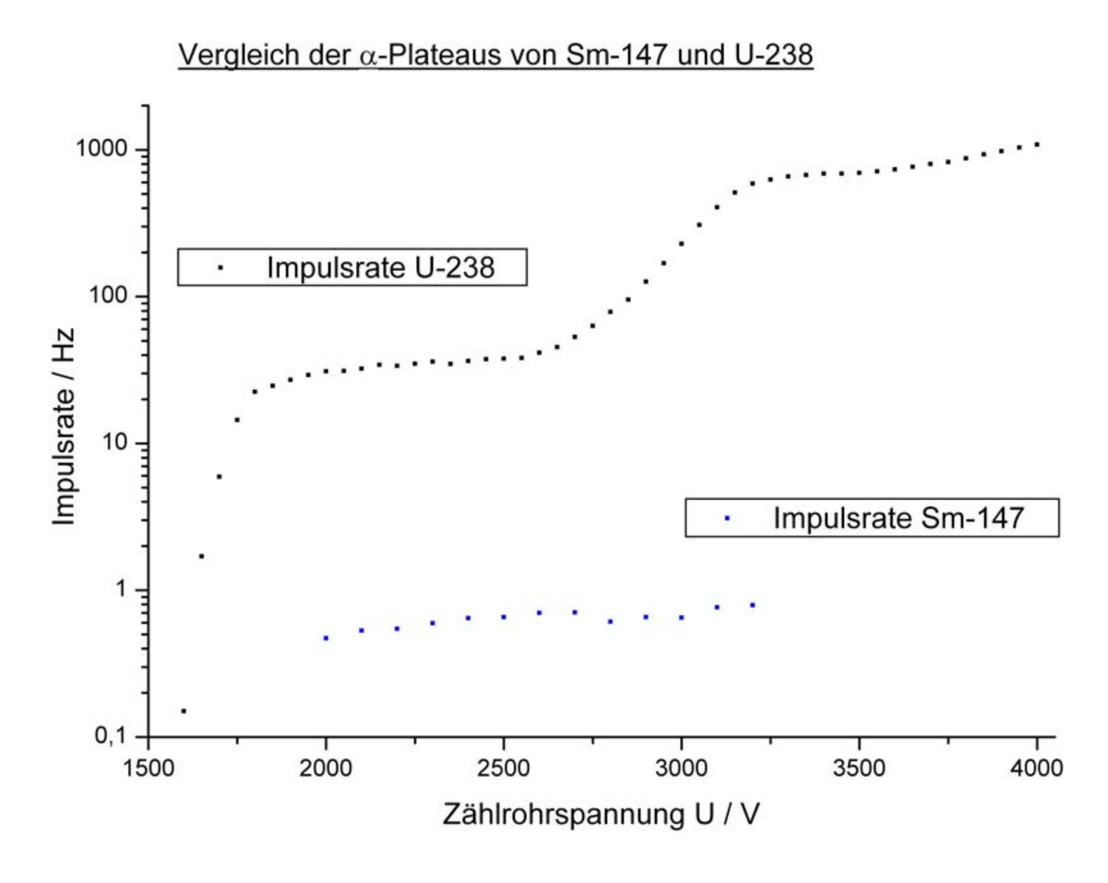


Abbildung 2.28: Vergleich der α-Plateaus von Samarium-147 und Uran-238

2.7.3.2 Messung der Aktivität von Samarium-147

Nach der Vermessung des α-Plateaus mit dem reinen α-Strahler ^{147}Sm wurde für die Messung der Aktivität von ^{147}Sm eine Spannung von $U = 2600$ V gewählt. Durch die Wahl der Spannung auf dem Plateau haben Druckschwanken des Zählgases und Spannungsschwankungen den geringsten Einfluss auf die Messung.
Die Messzeit wurde so gewählt, dass man einen relativen Messfehler in der Größenordnung von etwa 2 % erhält:

$$\frac{\Delta N_{Sm}}{N_{Sm}} = \frac{\sqrt{N_{Sm}}}{N_{Sm}} = \frac{1}{\sqrt{N_{Sm}}} = \frac{1}{\sqrt{n_{Sm} \cdot t}} \overset{!}{\cong} 2\ \% \ . \qquad (2.14)$$

Damit ergibt sich die Messzeit $t \cong 60$ min. Dabei wurde aus der in Abschnitt 2.7.3.1 aufgenommenen Zählrohrcharakteristik für Samarium ein Erwartungswert für die Zählrate auf dem α-Plateau von $n_{Sm} = 0{,}65$ /s angenommen.

Messergebnisse

Die Messung der Aktivität von Samarium ergibt bei einer Messzeit von $t = 60$ min eine Zählrate von $\tilde{n}_{Sm} = 0{,}745$ /s. Die Untergrundmessung ergibt bei gleicher Messzeit eine Zählrate von $\tilde{n}_{Sm} = 0{,}036$ /s. Durch Subtraktion des Untergrunds ergibt sich daraus eine Zählrate von

$$n_{Sm} = \tilde{n}_{Sm} - n_U = 0{,}709 \text{ /s.} \qquad (2.15)$$

Der Fehler δn_{Sm} berechnet sich nach Gauß´scher Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern $\delta \tilde{n}_{Sm} = \sqrt{\tilde{n}_{Sm}} / \sqrt{t}$ und $\delta n_U = \sqrt{n_U} / \sqrt{t}$, wobei $\delta n_U = \sqrt{n_U} / \sqrt{t}$ vernachlässigbar klein ist. Damit erhält man

$$\delta n_{Sm} = \left((\delta \tilde{n}_{Sm})^2 + (n_U)^2 \right)^{1/2} \approx \delta \tilde{n}_{Sm} = 0{,}015 / s \qquad (2.16)$$

und somit eine Zählrate pro Sekunde von

$$n_{Sm} = (0{,}709 \pm 0{,}015) / s \ . \qquad (2.17)$$

2.7.3.3 Berechnung der Halbwertszeit von Samarium-147

Unter Verwendung von (2.3) erhält man die Halbwertszeit von Samarium nach (1.9)

$$T_{1/2} = \ell n\ 2 \cdot \frac{N}{A} = \ell n\ 2 \cdot \frac{N}{A_V \cdot F \cdot d} = \ell n\ 2 \cdot \frac{N \cdot R_{Sm_2O_3}}{4 \cdot n \cdot d} \ . \qquad (2.18)$$

Die maximale Reichweite R von α-Strahlung in Samarium und die Dichte $\rho_{Sm_2O_3}$ von Samariumoxid sind unbekannt, sie lassen sich aber mit Hilfe einer Näherung $R \cdot \rho = const. \cdot \sqrt{m_A}$ von Bragg und Cleeman durch bekannte Werte in Luft eliminieren. Dabei bezeichnet m_A das effektive Atomgewicht einer Substanz, das sich über die Beziehung

$$\sqrt{m_A} = \sum_i p_i \cdot \sqrt{m_{A_i}} \tag{2.19}$$

aus dem Atomgewicht eines Elements m_{A_i} und dem relativen Anteil p_i an der Substanz berechnet. Damit erhält man

$$\frac{R_{Sm_2O_3} \cdot \rho_{Sm_2O_3}}{R_{Luft} \cdot \rho_{Luft}} = \sqrt{\frac{m_{A,Sm_2O_3}}{m_{A,Luft}}}\ . \tag{2.20}$$

Wendet man (2.19) auf Luft und Samariumoxid an, erhält man ein effektives Atomgewicht von Luft

$$\begin{aligned}\sqrt{m_{A,Luft}} &= p_{N_2} \cdot \sqrt{m_{N_2}} + p_{O_2} \cdot \sqrt{m_{O_2}} + p_{Ar} \cdot \sqrt{m_{Ar}} \\ &= 0{,}7551 \cdot \sqrt{14{,}01} + 0{,}2301 \cdot \sqrt{16{,}00} + 0{,}0129 \cdot \sqrt{39{,}95} \\ &= 3{,}8283\end{aligned} \tag{2.21}$$

und eines von Samarium

$$\begin{aligned}\sqrt{m_{A,Sm_2O_3}} &= p_{Sm_2} \cdot \sqrt{m_{Sm_2}} + p_{O_3} \cdot \sqrt{m_{O_3}} \\ &= \frac{2 \cdot m_{Sm_2}}{\left(2 \cdot m_{Sm_2} + 3 \cdot m_{O_3}\right)} \cdot \sqrt{m_{Sm_2}} + \frac{3 \cdot m_{O_3}}{\left(2 \cdot m_{Sm_2} + 3 \cdot m_{O_3}\right)} \cdot \sqrt{m_{O_3}} \\ &= 11{,}1249\end{aligned} \tag{2.22}$$

Mit einer Reichweite von α-Strahlung in Luft von $R_{Luft} = 1{,}13$ cm, einer Dichte von Luft $\rho_{Luft} = 0{,}001226$ g/cm³ und den Ergebnissen aus (2.21) und (2.22) ergibt sich für Samarium das Produkt aus maximaler Reichweite und Dichte gemäß (2.20) zu

$$\begin{aligned}R_{Sm_2O_3} \cdot \rho_{Sm_2O_3} &= R_{Luft} \cdot \rho_{Luft} \cdot \sqrt{\frac{m_{A,Sm_2O_3}}{m_{A,Luft}}} \\ &= 1{,}13 \cdot 0{,}001226 \cdot \frac{11{,}1249}{3{,}8283}\ \frac{g}{cm^2} \\ &= 4{,}026 \cdot 10^{-3}\ \frac{g}{cm^2}\end{aligned} \tag{2.23}$$

Die Anzahl N der ^{147}Sm-Kerne erhält man mit der relativen Häufigkeit von $h_{rel} = 0{,}1487$ von ^{147}Sm in natürlichem Samarium durch

$$N = 2 \cdot N_{Sm_2O_3} \cdot h_{rel}\ , \tag{2.24}$$

die Anzahl der Samariumoxidmoleküle $N_{Sm_2O_3}$ ergibt sich aus der Masse m der Probe, der relativen Molekülmasse m_{rel,Sm_2O_3} und der Avogadrozahl N_A zu

$$N_{Sm_2O_3} = \frac{m \cdot N_A}{m_{rel,Sm_2O_3}} . \tag{2.25}$$

Damit erhält man schließlich die Halbwertszeit von Samarium

$$\begin{aligned} T_{1/2}\left({}^{147}Sm\right) &= \frac{\ln 2 \cdot R_{Sm_2O_3} \cdot N}{4 \cdot n \cdot d} = \\ &= \frac{\ln 2 \cdot R_{Sm_2O_3} \cdot \rho_{Sm_2O_3} \cdot N_A \cdot h_{rel} \cdot F}{2 \cdot n \cdot m_{rel,Sm_2O_3}} = const. \cdot \frac{F}{n} \end{aligned} \tag{2.26}$$

Die Oberfläche F des Präparats wurde über die Kreisfläche $F = \pi \cdot r^2$ mit einem Innenradius des verwendeten Aluminiumschälchens von $r = (1{,}44 \pm 0{,}03)\ cm$ berechnet. Der Fehler von r ergibt sich aus dem Fehler des Mittelwerts bei mehrfachem Messen des Radius mit einer Schieblehre. Der Fehler der Oberfläche ergibt sich gemäß $\delta F/F = 2 \cdot (\delta r/r)$ und man erhält für die Oberfläche

$$F = \pi \cdot r^2 = (6{,}514 \pm 0{,}271)\ \text{cm}^2. \tag{2.27}$$

Unter Verwendung der Messergebnisse $n_{Sm} = (0{,}709 \pm 0{,}015)/s$ und der Oberfläche nach (2.27) sowie durch Einsetzen von (2.23) und der Konstanten ergibt sich schließlich die Halbwertszeit von ^{147}Sm zu

$$\begin{aligned} T_{1/2}\left({}^{147}Sm\right) &= \frac{\ell n\ 2 \cdot R_{Sm_2O_3} \cdot \rho_{Sm_2O_3} \cdot N_A \cdot h_{rel} \cdot F}{2 \cdot n \cdot m_{rel,Sm_2O_3}} = 3{,}62 \cdot 10^{17} \cdot \frac{6{,}514}{0{,}709}\ \text{s} \\ &= 1{,}055 \cdot 10^{11}\ \text{Jahre.} \end{aligned} \tag{2.28}$$

Der Fehler bestimmt sich aus den relativen Fehlern der Zählrate und der Oberfläche gemäß

$$\frac{\delta T_{1/2}({}^{147}Sm)}{T_{1/2}({}^{147}Sm)} = \left(\left(\frac{\delta n_{Sm}}{n_{Sm}} \right)^2 + \left(\frac{\delta F}{F} \right)^2 \right)^{1/2}, \tag{2.29}$$

damit erhält man

$$T_{1/2}\left({}^{147}Sm\right) = (1{,}055 \pm 0{,}047) \cdot 10^{11}\ \text{Jahre.} \tag{2.30}$$

2.7.3.4 Fehlerdiskussion und Bewertung des Ergebnisses

Der Literaturwert der Halbwertszeit von ^{147}Sm beträgt $T_{1/2}\left(^{147}Sm\right) = 1{,}06 \cdot 10^{11}$ Jahre.

Aus der Messung der Aktivität von ^{147}Sm erhält man eine Halbwertszeit von $T_{1/2}\left(^{147}Sm\right) = (1{,}06 \pm 0{,}05) \cdot 10^{11}$ Jahre. Damit stimmt das Messergebnis sehr gut mit dem Literaturwert überein.

Im Rahmen der Versuchsdurchführung können systematische Fehler auftreten, von denen nun zwei diskutiert werden sollen. Zum einen spielt die Wahl der Diskriminatorschwelle eine entscheidende Rolle. Wird sie zu hoch gewählt, wird systematisch eine zu kleine Impulsrate gezählt und eine zu große Halbwertszeit wäre die Folge. Dieser Fehler konnte durch die Neugestaltung des Versuchs (Verarbeitung der Signale mit NIM-Elektronik und Möglichkeit zur Beobachtung der Signale am Oszilloskop) erheblich reduziert werden, so dass es möglich ist, Halbwertszeiten zu messen, die im Bereich des Fehlers mit dem Literaturwert übereinstimmen.

Zum anderen wird angenommen, dass das Aluminiumschälchen komplett mit Samariumoxid gefüllt ist. Bei genauerer Betrachtung müssten Lufteinschlüsse im Probenschälchen berücksichtigt werden, die Auswirkungen auf die Reichweite der Strahlung in der Probe haben. Folge wäre eine zu hohe Zählrate. Dieser Effekt ist aber klein gegenüber dem erstgenannten Fehler.

2.7.4 Halbwertszeit des reinen β-Strahlers Kalium-40

2.7.4.1 Aufnahme des β-Plateaus mit Kalium-40

Zur Auswahl der Spannung für die Messung der Halbwertszeit von Kalium wurde in diesem Versuchsteil das β-Plateau mit Kalium aufgenommen. Grund für diese Messung ist die Tatsache, dass die Zählrate von Uran ab einer Spannung von $U = 3700\,V$ weiter ansteigt und die Zählrate die des β-Plateaus überschreitet. Es wurde wie beim α-Plateau eine Schrittweite der Spannung von $U_{Schritt} = 50\,V$ und eine Messzeit pro Spannungswert von $t = 100\,s$ gewählt.

In Abbildung 2.29 sind die gemessenen Zählraten als Funktion der Spannung dargestellt, man erhält den erwarteten Verlauf des β-Plateaus. Die Zählrate übersteigt nur für den letzten Spannungswert $U = 4000\,V$ das β-Plateau.

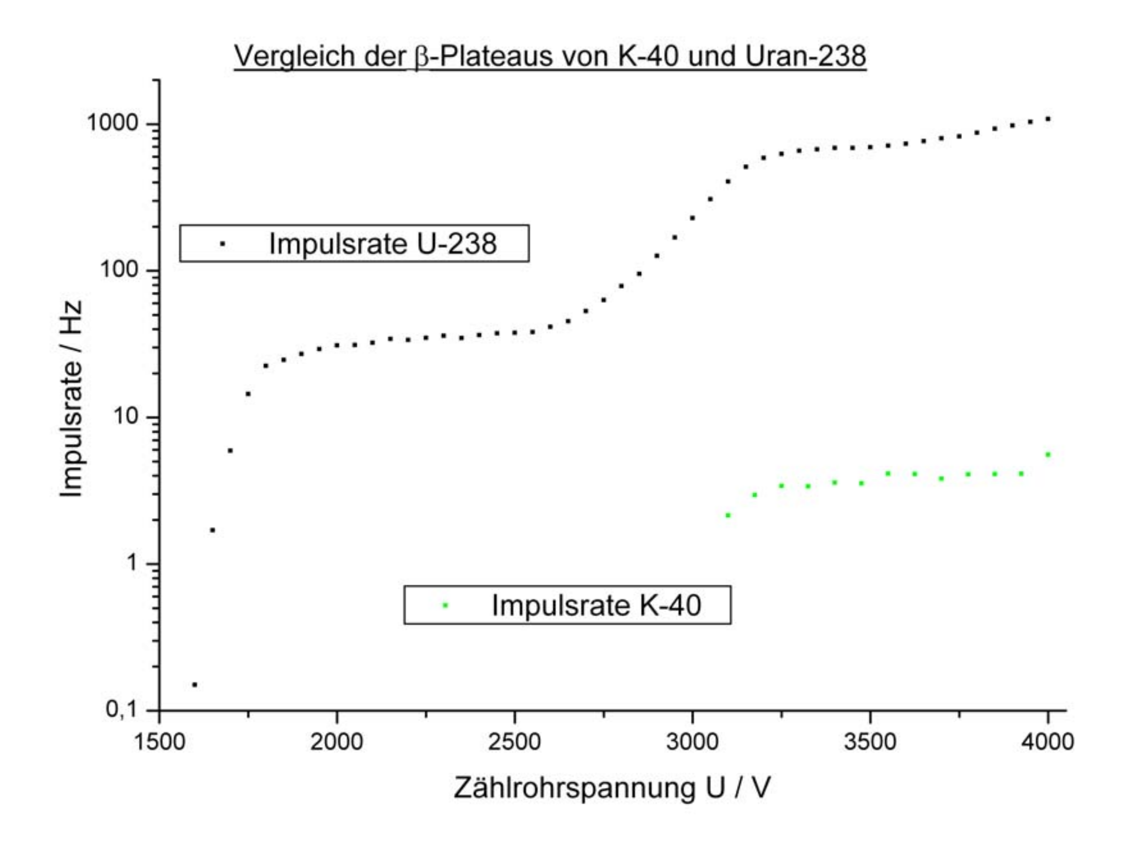


Abbildung 2.29: β-Plateau mit Kalium-40

2.7.4.2 Massenabhängige Messung der spezifischen Aktivität von Kalium-40

Nach (2.6) ergibt sich die Impulsrate in Abhängigkeit von der Masse gemäß

$$n(m) = \frac{A_s \cdot F \cdot \rho}{\mu} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\mu \cdot m}{F \cdot \rho}}\right) = a \cdot \left(1 - e^{-b\,m}\right). \qquad (2.31)$$

Variiert man die Masse m der Probe, lassen sich durch Interpolation der Messwerte die Parameter a und b gewinnen, aus der sich die spezifische Aktivität von ^{40}K bestimmen lässt.

In Tabelle 2.30 sind die Messwerte der Impulsrate für verschiedene Massen angegeben. Die Masse des leeren Aluminiumschälchens wurde von jeder Masse subtrahiert, ebenso wie die Nullmessung mit dem leeren Aluminiumschälchen bei den gemessenen Impulsraten berücksichtigt wurde.

Masse mit Schälchen / g	1,8769	1,983	2,0606	2,1985	2,3136	2,441
Masse ohne Schälchen / g	0,5484	0,6545	0,7321	0,87	0,9851	1,1125
gemessene Impulsrate / s	4,4417	4,81	5,0217	5,5483	5,955	6,0083
korrigierte Impulsrate / s	3,2	3,5683	3,78	4,3067	4,7133	4,7667

Masse mit Schälchen / g	2,5019	2,6986	2,9404	3,0862		Aluschälchen
Masse ohne Schälchen / g	1,1734	1,3701	1,6119	1,7577		1,3285
gemessene Impulsrate / s	5,7883	6,1933	6,23	6,3433		Untergrund
korrigierte Impulsrate / s	4,5467	4,9517	4,9883	5,1017		1,2417

Tabelle 2.30: Impulsrate für verschiedene Massen mit Berücksichtigung des Nulleffekts

Die korrigierte Impulsrate als Funktion der korrigierten Masse ist in Abbildung 2.31 dargestellt. Die Interpolation der Messwerte gemäß (2.31) wurde mit dem Programm Origin durchgeführt.

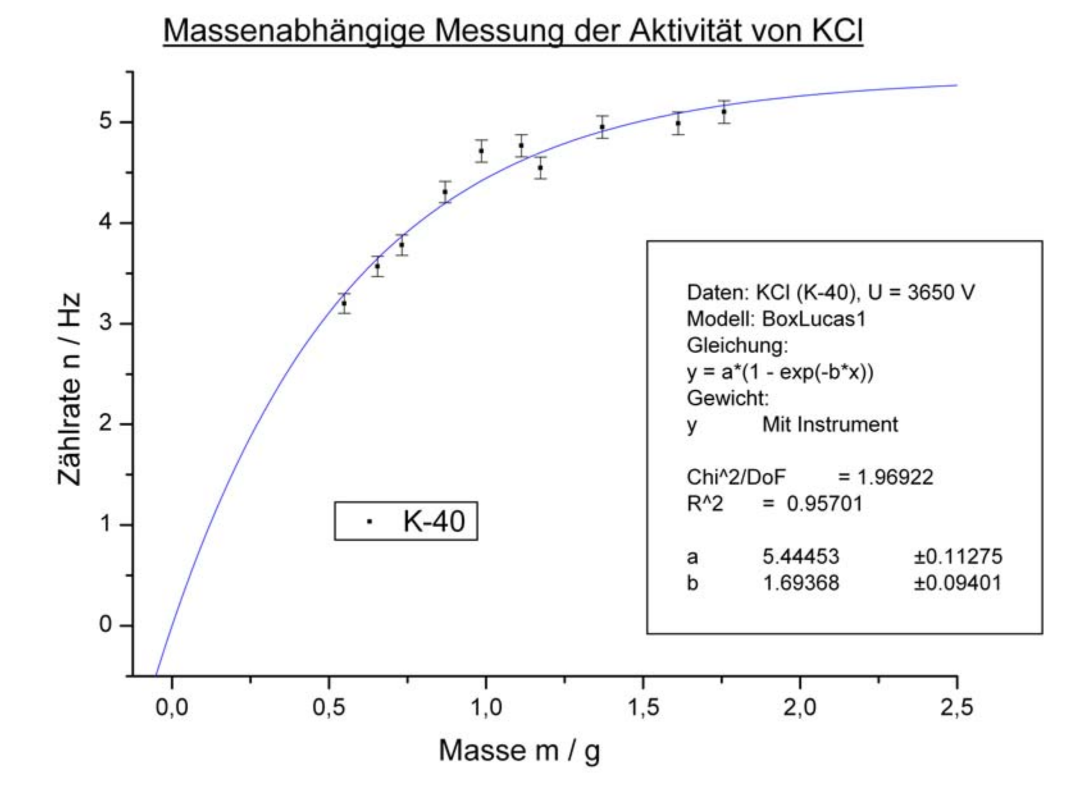


Abbildung 2.31: Massenabhängige Messung der Aktivität von KCl

Sie ergibt für die beiden Parameter folgende fehlerbehaftete Werte:

$$a = 5{,}44453 \pm 0{,}11275 \tag{2.32}$$

$$b = 1{,}69368 \pm 0{,}09401\,. \tag{2.33}$$

Die Kovarianzmatrix wird bei der Kurvenanpassung ebenfalls berechnet und ergibt sich zu

$$(Cov)_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_1^2 & \rho \cdot \sigma_1 \cdot \sigma_2 \\ \rho \cdot \sigma_1 \cdot \sigma_2 & \sigma_2^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0{,}01271 & -0{,}00984 \\ -0{,}00984 & 0{,}00884 \end{pmatrix}. \tag{2.34}$$

Damit erhält man die Korrelationsmatrix

$$(Corr)_{ij} = \begin{pmatrix} 1 & -0{,}92832 \\ -0{,}92832 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

mit dem Korrelationskoeffizienten

$$\rho = -0{,}9283\,. \tag{2.36}$$

Das χ^2 / DoF $= 1{,}96922$ besagt, dass bei der richtigen zugrunde gelegten Theorie die Messergebnisse mit einer Wahrscheinlichkeit von $P\left(\chi^2 = 1{,}96922\right) = 4{,}6$ % gemessen werden. Die Berechnung der spezifischen Aktivität aus den Parametern a und b erfolgt im anschließenden Abschnitt.

2.7.4.3 Berechnung der Halbwertszeit von Kalium-40

Kalium zerfällt durch zwei Prozesse, unter Verwendung von (1.4) und (2.13) ergibt sich die Zerfallskonstante von Kalium

$$\lambda_{ges} = \lambda_{\beta^-} + \lambda_{E.C.} = 1{,}13 \cdot \lambda_{\beta^-} \tag{2.37}$$

Im Versuch kann nur die Anzahl der β^--Zerfälle gemessen werden, d.h. die Aktivität $A(\beta^-)$. Daher erhält man unter Berücksichtigung von 2.37 die Halbwertszeit von ^{40}K

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda_{ges}} = \frac{\ln 2}{\lambda_{\beta^-} + \lambda_{E.C.}} = \frac{\ln 2}{1{,}13 \cdot \lambda_{\beta^-}} = \frac{\ln 2}{1{,}13} \cdot \frac{N}{A(\beta^-)}\,. \tag{2.38}$$

Die Impulsrate $n(m)$ in Abhängigkeit der Masse ergibt sich nach (2.6) zu

$$n(m) = \frac{A_s^{measure} \cdot F \cdot \rho}{\mu} \cdot \left(1 - e^{-\frac{\mu \cdot m}{F \cdot \rho}}\right) = a \cdot \left(1 - e^{-bm}\right). \tag{2.39}$$

Aus der Steigung ab der Tangenten an $n(m)$ an der Stelle $m = 0$ und den Korrekturen mit dem Rückstreufaktor $f = 1{,}29$ für Aluminium und dem Verhältnis des Raumwinkels 2π der nachweisbaren Strahlung zum vollen Raumwinkel von 4π ergibt sich die spezifische Aktivität $A_s = 2 \cdot a \cdot b / f$.

Aus der relativen Molekülmasse $m_{rel,KCl}$ von Kaliumchlorid, der relativen Häufigkeit $h_{rel} = 0{,}000118$ von ^{40}K in natürlichem Kalium und der Avogadro-Zahl N_A erhält man die Anzahl der ^{40}K-Kerne

$$N = \frac{m \cdot N_A}{m_{rel,KCl}} \cdot h_{rel} \tag{2.40}$$

und mit (2.21) schließlich die Halbwertszeit

$$T_{1/2}\left({}^{40}K\right) = \frac{\ln 2}{1{,}13} \cdot \frac{f \cdot N_A \cdot h_{rel}}{2 \cdot a \cdot b \cdot m_{rel,KCl}} = \frac{\ln 2}{1{,}13} \cdot \frac{N_A \cdot h_{rel}}{A_s \cdot m_{rel,KCl}} = const. \cdot \frac{1}{A_s} \tag{2.41}$$

Unter Verwendung der Fitparameter a und b und durch Einsetzen der Konstanten ergibt sich eine Halbwertszeit von ^{40}K von

$$T_{1/2}\left({}^{40}K\right) = \frac{\ln 2}{1{,}13} \cdot \frac{f \cdot N_A \cdot h_{rel}}{2 \cdot a \cdot b \cdot m_{rel,KCl}} = 1{,}284 \cdot 10^9 \text{ Jahren.} \tag{2.42}$$

Der Fehler bestimmt sich aus den Fehlern von a und b, wobei der Korrelationskoeffizient $\rho = -92{,}83\ \%$ der beiden Parameter zu berücksichtigen ist. Man erhält

$$\left(\frac{\sigma_{T_{1/2}}}{T_{1/2}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_b}{b}\right)^2 + 2 \cdot \rho \cdot \frac{\sigma_a}{a} \cdot \frac{\sigma_b}{b} \tag{2.43}$$

und daraus

$$T_{1/2}\left({}^{40}K\right) = \frac{\ln 2}{1{,}13} \cdot \frac{f \cdot N_A \cdot h_{rel}}{2 \cdot a \cdot b \cdot m_{rel,KCl}} = \left(1{,}284 \pm 0{,}048\right) \cdot 10^9 \text{ Jahre.} \tag{2.44}$$

2.7.4.4 Fehlerdiskussion und Bewertung des Ergebnisses

Der Literaturwert der Halbwertszeit von ^{40}K beträgt $T_{1/2}\left({}^{40}K\right) = 1{,}277 \cdot 10^9$ Jahre.

Aus der massenabhängigen Messung der Aktivität von ^{40}K erhält man eine Halbwertszeit von $T_{1/2}\left({}^{40}K\right) = \left(1{,}284 \pm 0{,}048\right) \cdot 10^9$. Das Messergebnis stimmt im Rahmen des Fehlers sehr gut mit dem Literaturwert überein.

Als systematische Fehlerquelle kann zum einen wie bei der Messung der Halbwertszeit von Samarium in 2.7.3 die Wahl der Diskriminatorschwelle genannt werden. Eine zu hohe Schwelle würde eine zu geringe Zählrate bedingen, die wiederum eine große Halbwertszeit zur Folge hätte.

Zum anderen wird bei der Berücksichtigung von Rückstreuung im Aluminiumschälchen die Aktivität durch einen konstanten Rückstreufaktor f korrigiert. Bei genauerer Betrachtung ist der Rückstreufaktor jedoch von Dicke der Probe abhängig. Je größer die Füllhöhe des Schälchens, umso stärker wäre der Effekt der Selbstabsorption zu berücksichtigen, so dass die Funktion f in Abhängigkeit der Dicke etwa den Verlauf einer S-Kurve annehmen könnte. Unter dieser Voraussetzung wäre eine Unterschätzung der Sättigungsschranke, des Parameters a der Anpassung an die Messpunkte, und eine entsprechend zu große Halbwertszeit die Folge.

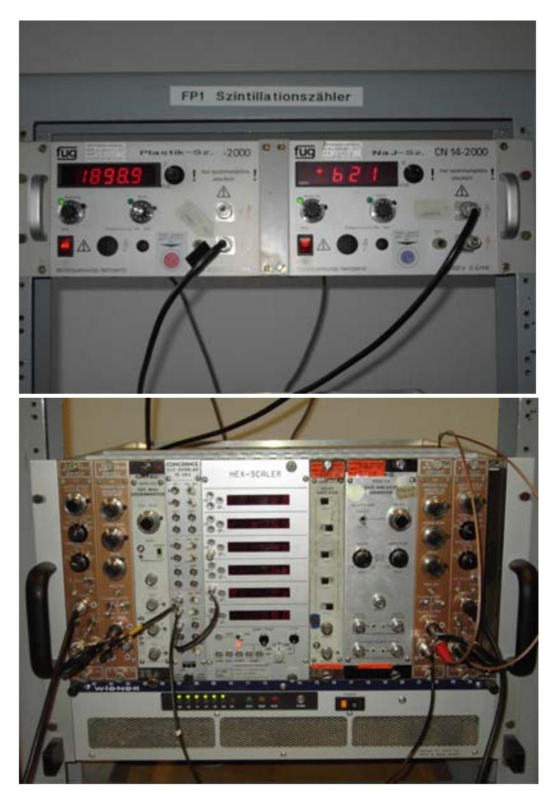
3 Szintillationszähler

3.1 Versuchsziel und didaktisches Konzept

Im Rahmen dieses Versuchs werden verschiedene γ-Strahler hinsichtlich ihrer Wechselwirkung mit Materie untersucht. Zielsetzung ist die Analyse des charakteristischen γ-Spektrums der Thorium-Reihe, dazu wird ein ^{228}Th-Präparat verwendet. Zur Energieeichung des Vielkanalanalysators werden die Impulshöhenspektren von ^{22}Na, ^{60}Co und ^{152}Eu aufgenommen. Durch bekannte Linien in diesen Spektren kann die Energiezuordnung der Kanäle erfolgen.
Anhand der Spektren lassen sich Rückschlüsse auf die Wechselwirkungen von γ-Strahlung mit Materie ziehen, ebenso kann man auf die Energien der beteiligten Kernzustände schließen.
Als Detektoren kommen zwei verschiedene Szintillatoren zum Einsatz, ein anorganischer Natriumiodid-Szintillator und ein organischer Plastikszintillator. Sie basieren auf unterschiedlichen Mechanismen der Szintillation und unterscheiden sich maßgeblich in der Lichtausbeute, der Energieauflösung und der Auflösungszeit.
Zur Signalverarbeitung werden Geräte des NIM-Standards verwendet. Dabei steht die Abkürzung NIM für „Nuclear Instrument Module". Der NIM-Standard hat sich als ein sehr einfacher in der Kern- und Teilchenphysik bewährt. Die Elektronik ist in diesem System in Form einzelner standardisierter Einschübe gebaut, die im NIM-Überrahmen mit den benötigten Versorgungsspannungen versorgt werden. Im Versuch stehen als NIM-Einschübe ein Hauptverstärker, ein Einkanalanalysator, eine Koinzidenzeinheit, ein Hex-Scaler und ein NIM-Überrahmen zur Verfügung. Die Einschubtechnik ermöglicht es, dass durch die Realisierung der elektronischen Funktionen in getrennten Einheiten die Experimente durch geeignete Kombination weniger Einschübe aufgebaut werden können.
Ein Schwerpunkt des Versuchs liegt damit in der Möglichkeit der Studierenden den Versuch selbstständig aufzubauen. Dies beinhaltet die eigenständige Verkabelung der Geräte in geeigneter Reihenfolge und die Wahl optimaler Einstellungen der Elektronik, die durch Betrachtung der Signale am Oszilloskop gefunden werden sollen. So kann die Signalverarbeitung in den einzelnen Bausteinen beobachtet und verstanden werden. Weil der NIM-Standard in etlichen Versuchen des Praktikums und darüber hinaus in vielen Messbereichen in der Forschung Verwendung findet, soll dieser Versuch dazu dienen, die notwendigen Kenntnisse im Umgang mit der NIM-Elektronik zu erwerben.

3.2 Versuchsaufbau

Abbildung (3.1) zeigt Fotos des Versuchs „Szintillationszähler“.



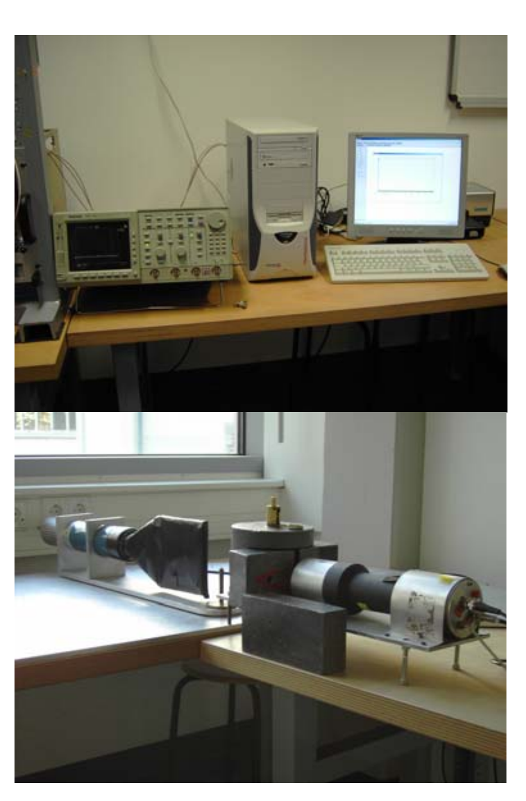


Abbildung 3.1: Versuchsaufbau „Szintillationszähler“

Die radioaktive Strahlung wechselwirkt im Szintillator (Abb.3.1, rechts unten) und erzeugt im Photomultiplier elektrische Signale, deren Impulshöhe der Energie der einfallenden Strahlung proportional ist. Eine Hochspannungsquelle (Abb.3.1, links oben) liefert die nötige Betriebsspannung für den Photomultiplier. Die Signale werden verstärkt und können in ihrer Impulshöhe unterschieden werden (Abb.3.1, links unten). Ein Vielkanalanalysator zeichnet die Impulshöhenspektren auf, die an Hand bekannter Zerfallsenergien analysiert werden können. Mit der verwendeten Computersoftware können die Spektren dargestellt und ausgewertet werden, zur Signalanalyse steht ein Oszilloskop zur Verfügung (Abb.3.1, rechts oben).
Mit Hilfe eines zweiten drehbaren Szintillationszählers kann die Winkelverteilung zweier koinzidenter γ-Quanten aufgenommen werden.

Abbildung 3.2 zeigt das Blockschaltbild des Versuchs, dabei gelten die untenstehenden Bezeichnungen. Die Funktionsweisen des Szintillationszählers und der verwendeten Geräte werden in Kapitel 3.3.1 und 3.3.2 ausführlich diskutiert.

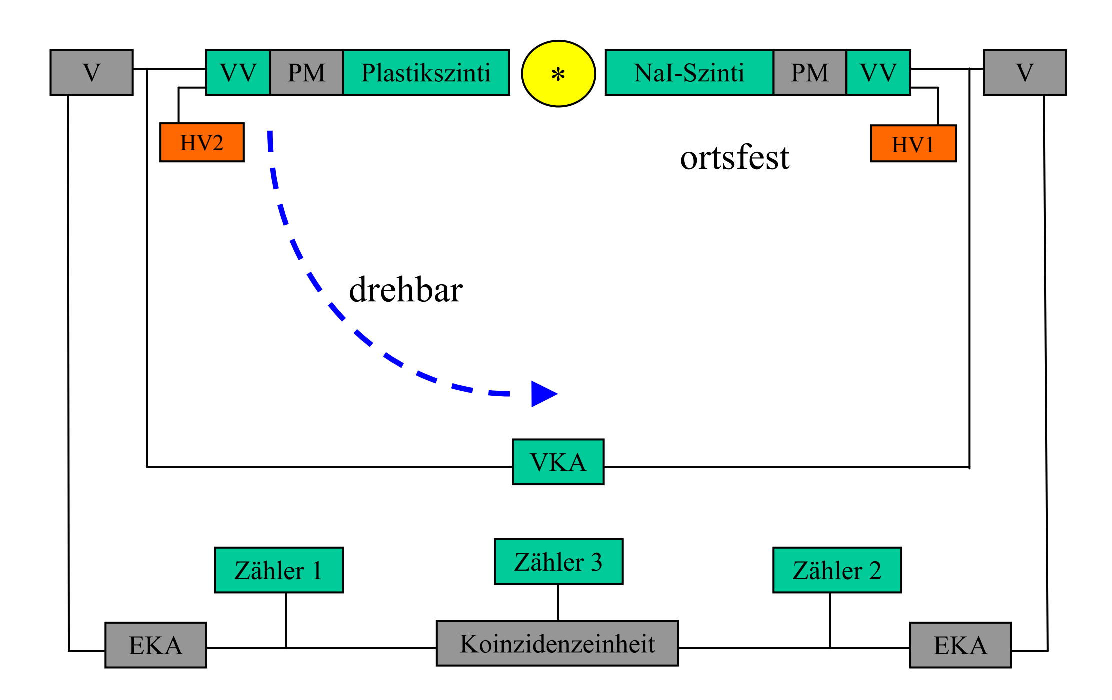


Abbildung 3.2: Blockschaltbild des Versuchs „Szintillationszählers“

*	radioaktive Quelle
NaI-Szinti	Natriumiodid-Szintillator
Plastikszinti	Plastikszintillator
PM	Photomultiplier
VV	Vorverstärker
V	Hauptverstärker
HV	Hochspannung
EKA	Einkanalanalysator
VKA	Vielkanalanalysator

3.2.1 Modifikationen am Experiment

In diesem Abschnitt werden die Veränderungen am Experiment aufgeführt und motiviert. Eine ausführliche Beschreibung der Funktionsweisen des Szintillationszählers und der verwendeten Geräte erfolgt in Kapitel 3.3.1 und 3.3.2.

Um die Nachweiseffizienz zu steigern wurde ein neuer NaI-Szintillationszähler integriert, der aus einem Natriumiodidszintillator, einem Photomultiplier und einem Vorverstärker aufgebaut ist. Durch den Vergleich alter und neuer Spektren bestätigte sich, dass in gleicher Messzeit eine deutlich größere Zahl an Ereignissen registriert wurde. Ebenfalls erneuert wurde der Vielkanalanalysator samt Computersoftware.
Auf Grund dieser Veränderungen ist es möglich, das schwach aktive Cobaltpräparat weiterhin zur Energieeichung zu verwenden, da die zwei intensiven Maxima bei Energien von 1173 keV und 1332 keV genügend stark auftreten. Um einen größeren Energiebereich zur Eichung des Vielkanalanalysators abzudecken, wurde ein Europiumpräparat integriert.[7]
Zur Messung der Winkelverteilung der 511-keV-Vernichtungsphotonen von ^{22}Na wurde die Kreisbahn des drehbaren Plastikszintillationszählers erweitert. Dadurch ist es nun möglich, eine symmetrische Messkurve von 90° bis 270° aufzunehmen.

3.3 Szintillationszähler

In diesem Kapitel werden die Funktionsweise der verwendeten Szintillationszähler und die Signalverarbeitung diskutiert. Die Darstellung in Kapitel 3.3 basiert auf den verwendeten Lehrbüchern [4], [5], [6] und [8].

3.3.1 Detektortyp und Messprinzip

Die Wirkungsweise eines Szintillationszählers beruht auf dem Prinzip, dass bestimmte anorganische Substanzen wie etwa Natriumiodid oder organische Verbindungen wie Plastik durch ionisierende Strahlung zur Emission von Licht angeregt werden.
Szintillationszähler bestehen aus zwei Komponenten, dem Szintillator und dem Photomultiplier (Abbildung 3.3). Die Atome eines Szintillators (scintillare, lat.: Funken sprühen, flackern) werden durch die Wechselwirkung mit geladenen Teilchen angeregt, die im Fall von elektromagnetischer Strahlung zunächst durch Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung erzeugt wurden, und strahlen ihrerseits die Energie in Form von Lumineszenzlicht wieder ab. Der Photomultiplier wandelt anschließend dieses Licht in ein elektronisch messbares Signal um. Dabei ist von entscheidender Bedeutung, dass die vom Szintillator abgestrahlte Lichtintensität bei vollständiger Absorption der γ-Quanten im Detektor proportional ist zur Energie der einfallenden Strahlung.

[7] vgl. Kapitel 1.1 „Verwendete radioaktive Präparate“

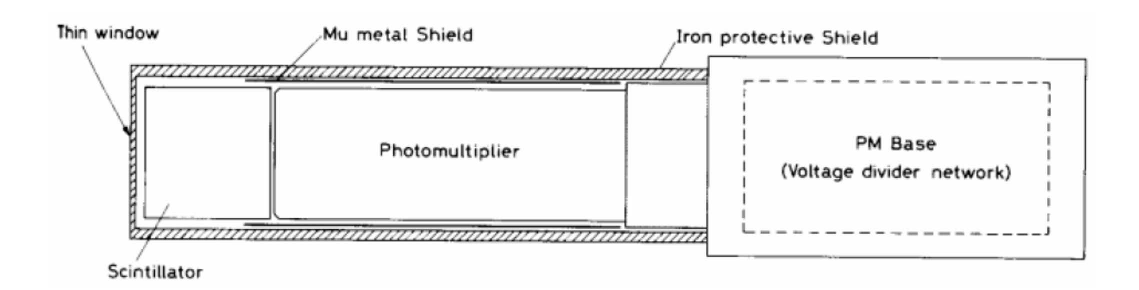


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines Szintillationszählers (aus [8])

Zur Abschirmung externer Magnetfelder ist der Photomultiplier von einer besonderen µ-Metall-Schicht umgeben.

3.3.1.1 Szintillatoren

Als Szintillatoren werden anorganische Kristalle, organische Plastik- oder Flüssigszintillatoren oder Gas-Szintillatoren verwendet. Dabei muss der Szintillationsmechanismus in den verschiedenen Materialien unterschieden werden. So basieren die anorganischen Szintillatoren auf dem Lumineszenz-Mechanismus als Gittereigenschaft der Kristalle, während in organischen Szintillatoren eine An- und Abregung der Moleküle stattfindet. Bei Gas-Szintillatoren entsteht das Szintillationslicht durch Stöße der sekundären geladenen Teilchen mit den Gasatomen.

Im Rahmen des Versuchs „Szintillationszähler“ werden ein Ionenkristall aus der Gruppe anorganischer Szintillatoren und ein organischer Plastikszintillator eingesetzt.[8] Die Szintillationsmechanismen beider Szintillatoren werden nun diskutiert und im Anschluss beide Klassen von Szintillationszählern einander gegenübergestellt.

Der verwendete anorganische Szintillator ist ein mit Aktivatorzentren dotierter Alkaliiodidkristall. Bei dem im Versuch verwendeten Kristall handelt es sich um Natriumiodid (NaI), dem als Aktivatorzentren Thallium (Tl) zugesetzt wurde. Mit Hilfe des Bändermodells lässt sich das Verhalten der Ionenkristalle beschreiben.
Man ordnet dem Kristall als ganzem ein Energie-Niveau-Schema zu, wobei dicht-liegende Niveaus als Bänder bestimmter Breite betrachtet werden und unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips mit einer bestimmten Anzahl an Elektronen besetzt werden können. Das höchste vollständig besetzte Band wird als Valenzband bezeichnet und das darüber liegende als Leitungsband. Es ist bei niedrigen

[8] Im FPII-Versuch „Lebensdauer des Myons“ wird ein Tank mit Flüssigszintillator verwendet.

Temperaturen und ohne äußere Anregung der Elektronen normalerweise unbesetzt. Bei tiefen Temperaturen sind die äußeren Elektronen eines jeden Atoms in die Bindungen zu den jeweiligen Nachbaratomen eingebaut. Bei höheren Temperaturen oder nach Absorption energiereicher Strahlung wird ein kleiner Teil der Elektronen ins Leitungsband angeregt, in dem sie frei beweglich sind - der Kristall wird elektrisch leitend. Bei Alkalijodidkristallen beträgt der Abstand zwischen dem Valenzband und dem im Grundzustand leeren Leitungsband etwa 6-8 eV, Abbildung 3.4 zeigt schematisch das Bändermodell eines dotierten Szintillationskristalls.

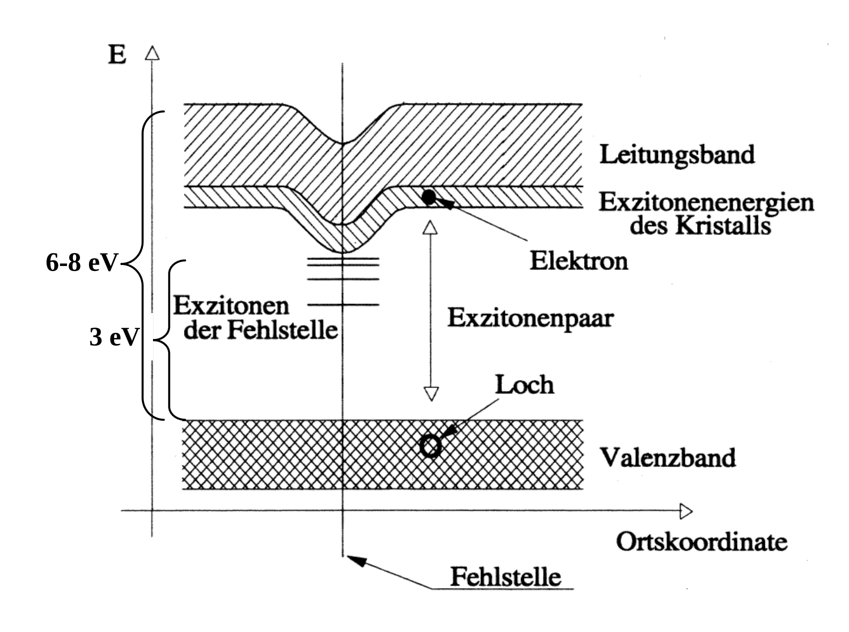


Abbildung 3.4: Bändermodell eines dotierten Szintillationskristalls (aus [13], ergänzt)

Durch Wechselwirkung der γ–Quanten im Szintillator durch die in Abschnitt 1.5.2.2, 1.5.2.3 und 1.5.2.4 beschriebenen Prozesse, hauptsächlich durch Photoeffekt, werden Elektronen angeregt. So werden sie auf höhere Energieniveaus, d.h. vom Valenzband ins Leitungsband, gehoben. Im Valenzband bleibt ein Loch zurück, das sich ebenfalls durch den Kristall bewegt. Ein Elektron, das einen Teil der Energie des γ–Quants absorbiert hat, aber das Leitungsband nicht erreicht, bleibt elektrostatisch an das Loch gebunden. Solche lose gekoppelten Elektron-Loch-Paare werden Exzitonen genannt und können sich im Kristall ebenfalls frei bewegen. Die angeregten Zustände kehren unter Emission von γ–Quanten wieder in den Grundzustand zurück.
Die eintreffenden Photonen haben Energien im Bereich von 100 keV bis MeV, so dass ihre Energie ausreicht, um 100 bis 1000 Elektronen anzuregen, d.h. entsprechend viele Photonen zu erzeugen. Um diese „neuen“ γ–Quanten nutzen zu können, müssen sie Energien haben, bei denen sie kaum re-absorbiert werden. Dazu wird der Kristall mit

Aktivatorzentren dotiert. Ohne Aktivatorband würde das Elektron direkt wieder ins Valenzband fallen und es käme zu einer Emission eines Photons der Energie, die ausreicht, erneut ein Elektron ins Leitungsband zu heben. Der Szintillator wäre ohne Dotierung also für das ausgesandte Licht undurchlässig, da die emittierten Photonen wiederum absorbiert werden könnten. Die Dotierung des NaI-Kristalls mit Tl verformt lokal das Leitungsband und schafft somit neue Energieniveaus in der Bandstruktur des Kristalls, so genannte Aktivatorbänder. Sie besitzen genau die gewünschten Energieniveaus zwischen Valenzband und Leitungsband und bestimmen die Szintillation entscheidend durch den Einfang von Exzitonen, von freien Elektron-Loch-Paaren und von freien Ladungsträgern. Elektronen, Löcher und Exzitonen diffundieren durch den Kristall, bis sie auf ein Aktivatorzentrum stoßen. Insbesondere an diesen Thallium-Störstellen rekombinieren sie und über die Aktivator-Niveaus erfolgt Abregung unter Emission von Photonen, die Energien im sichtbaren und im nahen UV-Bereich haben. Diese Energie liegt bei Thallium bei etwa 3 eV, entsprechend einer Wellenlänge von 413 nm. Die Energie von „Aktivator-Photonen" ist somit niedriger als die nötige Anregungsenergie, um ein Valenzband-Elektron ins Leitungsband zu heben. Das emittierte Licht dieser Wellenlänge kann also zur Photokathode gelangen und dort durch Photoeffekt Elektronen herausschlagen, die im Photomultiplier weiterverarbeitet werden.

Zur Gruppe organischer Szintillatoren gehört der verwendete Platikszintillator. Bei solchen ist die Trägersubstanz ein festes durchsichtiges Medium, in das die Aktivatoren in Form einer festen Lösung hinein gegeben sind. Die einfallende elektromagnetische Strahlung erzeugt geladene Teilchen, die wiederum die Moleküle des Plastikmaterials anregen sowie die Anregungsenergie auf die Moleküle der Aktivatorsubstanz übertragen. Die Energieniveaus der Moleküle der Aktivatorsubstanz sind verschieden von denen des Plastikmaterials. Vergleichbar mit den anorganischen Szintillatoren kann ein γ-Quant, das bei der Abregung der Aktivatormoleküle emittiert wird, nicht re-absorbiert werden. Es kann somit den Szintillator verlassen und zur Photokathode des Photomultipliers gelangen.

Wichtige Anforderungen an den Szintillator sind eine gute Lichtausbeute und die Transparenz für das eigene Lumineszenzlicht. Die Transparenz für das eigene Lumineszenzlicht wird wie bereits erläutert durch die Dotierung mit Aktivatorzentren erreicht. Unter guter Lichtausbeute versteht man die effiziente Umwandlung der Anregungsenergie der Teilchen in Lumineszenzlicht. Abbildung 3.5 a) zeigt eine deutlich größere Lichtausbeute für einen anorganischen NaI-Kristall als für einen organischen Anthrazen-Szintillator, nach Abbildung 3.5 b) ist die Lichtausbeute von

NaI(Tl) für Elektronen größer als für α-Teilchen. Beide Erscheinungen lassen sich mit dem Energieverlust nach Bethe und Bloch erklären (vgl. Kapitel 1.5.1.1 und 1.5.1.2).
Für den Energienachweis von γ-Quanten sind anorganische Kristalle vorzuziehen, da sie eine größere mittlere Ordnungszahl $\overline{Z}$ haben und folglich häufiger Photoeffekt stattfindet. Für NaI(Tl) ist $\overline{Z} = 32$ und hat bei einer Dicke von 5mm eine Absorptionswahrscheinlichkeit von 12 % bei γ-Energien von 1 MeV. Plastik dagegen hat mit $\overline{Z} = 2{,}7$ eine Absorptionswahrscheinlichkeit von weniger als 3 %, wobei hier hauptsächlich Compton-Effekt stattfindet.

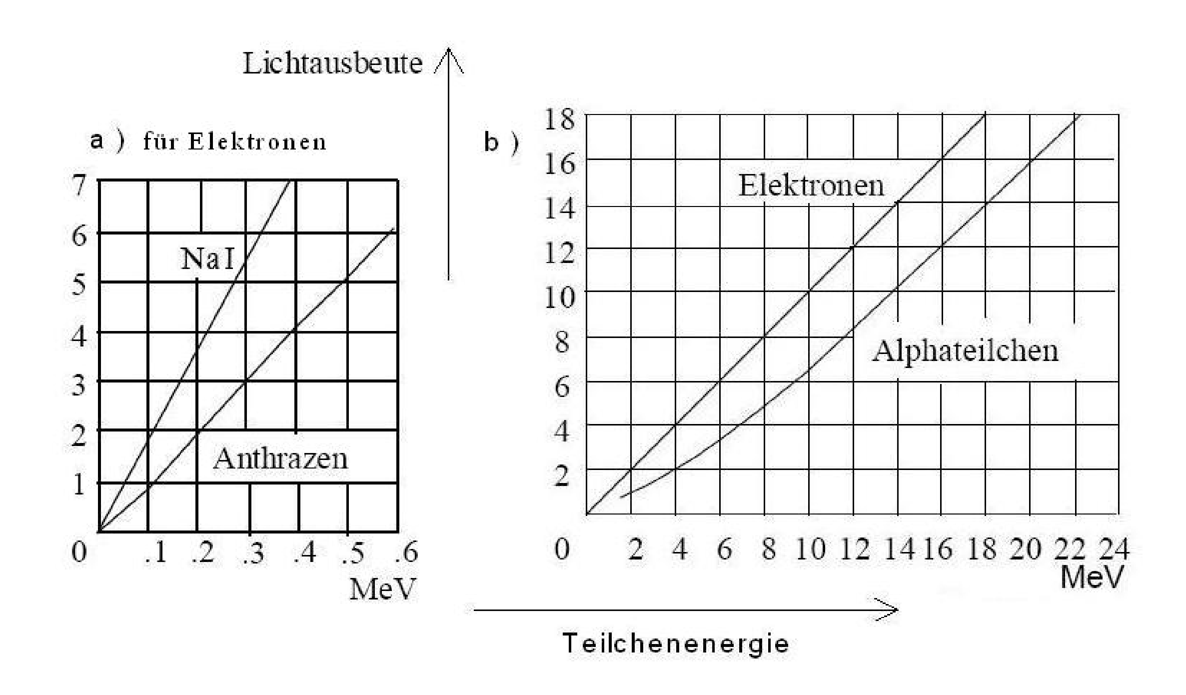


Abbildung 3.5: Lichtausbeute in Szintillatoren als Funktion der Teilchenenergie (aus [11])
a) Vergleich von anorganischem NaI und anorganischem Anthrazen
b) Vergleich von Elektronen und α-Teilchen in NaI

Zwei weitere wichtige Größen sind die Energieauflösung und die Auflösungszeit des Detektors. Zur Energiemessung von Teilchen ist Natriumiodid besser geeignet. Aufgrund der höheren Lichtausbeute erhält man hier weniger statistische Schwankungen im Elektronenstrom und die Energieauflösung verbessert sich.
Bei Interesse an einer guten Zeitauflösung bei einer Koinzidenzmessung oder an einer schnellen Information für ein Triggersignal[9] oder bei Zeitmessungen sind organische Szintillatoren besser geeignet. Die genannten Szintillationsmechanismen laufen unterschiedlich schnell ab: Die An- und Abregung der Moleküle organischer Szintillatoren wie die der Gasatome findet auf der Zeitskala der Atom- und

[9] Vergleiche FPII-Versuch „Lebensdauer des Myons“

Molekülphysik statt, die in der Größenordnung von Nanosekunden liegt. Plastik hat eine Abklingzeit von $8 \cdot 10^{-9}$ s. Dagegen findet bei Festkörpern wie Natriumiodid die An- und Abregung durch Gitterschwingungen in deutlich größerer Zeitkonstante von bis zu 100 µs statt.

3.3.1.2 Photomultiplier

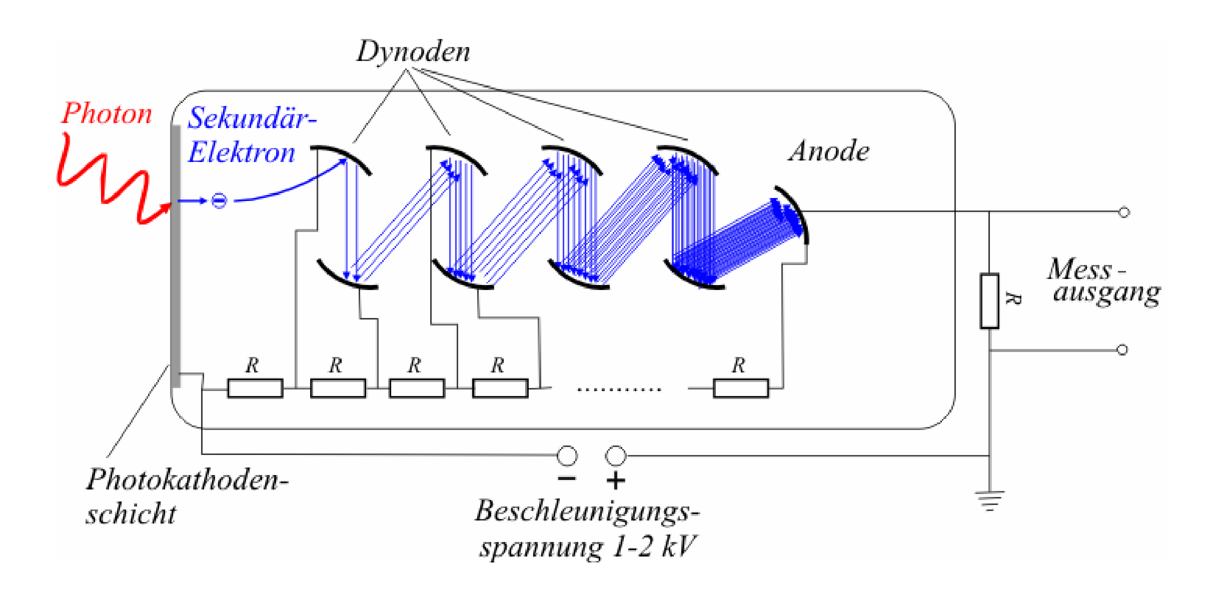


Abbildung 3.6: Prinzipielle Funktionsweise eines Photomultipliers (aus [])

Abbildung 3.6 zeigt den typischen Aufbau eines Photomultipliers. An der Photokathode werden durch Photoeffekt Elektronen herausgeschlagen und durch eine anliegende Spannung zur ersten Dynode beschleunigt. Dort schlagen sie mehrere Sekundärelektronen aus der Oberfläche, die nun zur zweiten Dynode hin beschleunigt werden. Eine Vielzahl von Dynoden ist hintereinander geschaltet und so geformt und geometrisch angeordnet, dass möglichst wenige Elektronen verloren gehen. Jede Dynode wird durch einen Spannungsteiler auf ein höheres Potential gebracht als ihre Vorgängerdynode. Die durch die Beschleunigung gewonnene Energie wird beim Auftreffen der Elektronen auf die Dynoden zum Erzeugen weiterer freier Elektronen genutzt. So wird die Elektronenanzahl mit einem material- und spannungsabhängigen Verstärkungsfaktor pro Dynode vervielfältigt und an der Anode in proportionale Stromimpulse umgesetzt. Die Stromimpulsmessung entspricht im Prinzip also dem Zählen der Elektronen, die an der Anode ankommen.

Die Proportionalität kann durch eine schwankende Zahl an Lichtquanten im Kristall, unterschiedliche Quantenausbeute an der Photokathode, inhomogene Oberflächen und

schwankende Elektronenvervielfältigung gestört werden. Dies führt zu einer Linienverbreiterung im Spektrum, die in der Größenordnung von etwa 10% der γ–Energie liegt. Wenn man ein Signal an einer mittleren Dynode abnimmt, ist das Signal zwar weniger verstärkt. Dafür vermeidet man aber mögliche Sättigungseffekte. Die Linearität zwischen der Intensität des einfallenden Lichts und der Amplitude des ausgehenden Spannungsimpulses ist damit besser erfüllt.

3.3.2 Signalverarbeitung

Zur Signalverarbeitung werden wie beim Versuch „Lange Halbwertszeiten" die in Kapitel 2 diskutierten Geräte verwendet: ein Vorverstärker, ein Hauptverstärker, ein Einkanalanalysator und ein Zähler. Daher werden in diesem Kapitel nur wesentliche Ergänzungen zu diesen Geräten aufgeführt.
Darüber hinaus wird die Aufnahme der Impulshöhenspektren mit einem Vielkanalanalysator durchgeführt und bei der Koinzidenzmessung wird zusätzlich eine Koinzidenzeinheit verwendet. Die Funktionsweise dieser beiden Geräte wird im Folgenden diskutiert.

3.3.2.1 Vorverstärker

Um die kurzen Stromimpulse des Photomultipliers zu messen, wird ebenfalls ein ladungsempfindlicher Vorverstärker benutzt. Zur prinzipiellen Funktionsweise wird auf Abschnitt 2.3.2.1 verwiesen.

Der Vorverstärker ist bei diesem Versuch nicht ein einzelnes Gerät im NIM-Überrahmen (NIM = Nuclear Instrument Module), sondern bereits im Gehäuse des Photomultipliers integriert. Dies hat den Vorteil, dass der Abstand bzw. die Kabellänge zwischen Detektor und Vorverstärker minimiert ist, um ein schwaches Signal bestmöglich zu registrieren.

3.3.2.2 Hauptverstärker

In diesem Versuch wird ebenfalls der „Amplifier 571" der Firma Ortec verwendet, wozu auf Abschnitt 2.3.2.2 verwiesen wird.

Bei der Wahl der *shaping time* ist darauf zu achten, dass sie zum einen genügend groß gewählt wird, um die maximale Amplitude innerhalb der shaping time zu erreichen. Andererseits sollte sie möglichst klein sein, um die Totzeit zu minimieren, innerhalb

der kein weiteres Ereignis registriert werden kann. Dies ist der Fall, wenn zwei Ereignisse so kurz nacheinander stattfinden, dass der erste Impuls noch nicht komplett abgeklungen ist, wenn der zweite eintrifft.

3.3.2.3 Vielkanalanalysator

Das Impulshöhenspektrum des Photomultipliers enthält die Zeitinformation der einfallenden Quanten und das vollständige Energiespektrum. Jeder Spannungsimpuls am Ausgang des Hauptverstärkers besitzt eine Amplitude, die proportional zur einfallenden Strahlungsenergie ist.
Im Vielkanalanalysator (VKA) wird die Verteilung der Ausgangsimpulse durch einen Impulshöhenanalysator gemessen, der die Impulse je nach Spannungshöhe auf verschiedene Kanäle (in diesem Fall auf 8192 Kanäle) verteilt. Dies geschieht, in dem jeder Impuls gedehnt und mit dem Momentanwert einer gleichzeitig mit dem Impuls einsetzenden Sägezahnspannung verglichen wird. Die Zeit zwischen der Anstiegsflanke des Impulses und dem Zeitpunkt, in dem Impulsamplitude und Sägezahnspannung gleich sind, ist ein Maß für die Größe der Impulsamplitude. Dieser entsprechend erfolgt dann die Einsortierung in die Kanäle, wobei der Kanalinhalt bei jedem Ereignis um 1 erhöht wird.
Mittlerweile können dazu schnellere parallele Verfahren genutzt werden, in dem es so viele Komparatoren wie Kanäle gibt, die signalisieren, ob der eintreffende Puls die dem Kanal entsprechende Amplitude überschritten hat. So kann der Puls dem Kanal mit der größten Amplitude, der den Puls registriert hat, zugeordnet werden.
Durch bekannte Zerfallsspektren und den bekannten 511-keV-Vernichtungspeak im Spektrum von ^{22}Na kann die Energieeichung durchgeführt werden.
Der Vielkanalanalysator ist bei diesem Versuch nicht ein externes Gerät im NIM-Überrahmen, sondern als Steckkarte im Computer eingebaut. Mit der dazugehörigen Software kann das Spektrum dargestellt werden. Der VKA benötigt zum einen das unipolare Ausgangssignal des Hauptverstärkers und zum anderen ein Gate-Signal, wenn er im Koinzidenzmodus betrieben wird.
Das Gate (gate, engl.: Tor) ist ein Zeitraum, in dem ein Signal registriert wird. Mit Beginn des Gate-Signals öffnet der Vielkanalanalysator ein Tor, das er am Ende des Signals wieder schließt. Als solches verwendet wird das logische Ausgangssignal des EKAs, das zeitlich korreliert kurz nach dem Spannungsimpuls des Hauptverstärkers zur Verfügung steht. Das Gate-Signal muss im Koinzidenzmodus etwa 1 µs nach dem zu analysierenden Impuls im VKA eintreffen. Im Antikoinzidenzmodus werden die Impulse verarbeitet, wenn zu diesem Zeitpunkt kein Gate-Signal registriert wird.

3.3.2.4 Einkanalanalysator

Der Einkanalanalysator übernimmt ebenfalls die Funktion der Signaldiskriminierung, wodurch es möglich ist nur γ-Quanten ausgewählter Energien zu registrieren. Zur prinzipiellen Funktionsweise wird auf Abschnitt 2.3.2.3 verwiesen, in diesem Versuch wird ebenfalls der „TSCA 551“ der Firma Ortec verwendet. Bei der Aufnahme der Energiespektren, bei der es nur auf die Erzeugung eines Gate-Signals ankommt, aber keine Energieauswahl getroffen werden soll, kann ein maximal geöffnetes Fenster gewählt werden. Sollen hingegen nur Impulse bestimmter Amplitude ausgewählt werden, d.h. eine Energieauswahl getroffen werden, können die registrierten Ereignisse am energiegeeichten MCA beobachtet werden und so die Einstellungen der Fenster bestimmt werden.

3.3.2.5 Koinzidenzeinheit

Mit Hilfe einer Koinzidenzeinheit können zwei emittierte und mit verschiedenen Detektoren registrierte γ-Quanten auf ihre „Gleichzeitigkeit“ überprüft werden. Dabei gelten zwei eintreffende γ-Quanten als koinzident, wenn sie innerhalb einer kurzen Zeitspanne Δt, der Auflösezeit der Koinzidenzeinheit, eintreffen. In diesem Fall wird ein Normimpuls erzeugt. Abbildung 3.7 zeigt die Erzeugung eines Normimpulses in der Koinzidenzeinheit. Die Anzahl koinzidenter γ-Quanten wird mit einem Zähler gezählt.

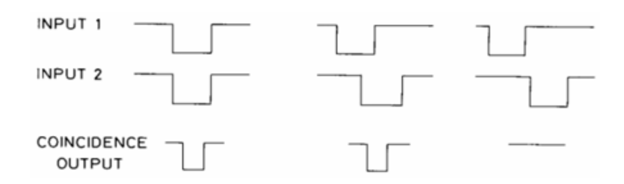


Abbildung 3.7: Erzeugung eines Normimpulses in der Koinzidenzeinheit (aus [8])

Bei einer Koinzidenzmessung ist es entscheidend, dass zwei zeitgleiche Ereignisse auch zeitgleich registriert werden, dass also zwei Signale auch die gleiche Kabellaufzeit und Elektroniklaufzeit brauchen, um die elektronische Schaltung bis hin zur Koinzidenzeinheit zu durchlaufen. Dazu wird die Zeitverzögerung des Signals nach dem NaI-Szintillationszähler durch Beobachtung beider Signale am Oszilloskop ausgeglichen und die Winkelverteilung bei optimierter Zeitverzögerung gemessen.

3.3.2.6 Zähler

Als Zähler wird ein Hex-Scaler verwendet, der die logischen Ausgangspulse der Koinzidenzeinheit zählt. Er ist in diesem Versuch als NIM-Einschub realisiert.

3.4 Verwendete radioaktive Präparate

Zur Energieeichung des Vielkanalanalysators werden in diesem Versuch die drei radioaktiven Präparate ^{22}Na, ^{60}Co und ^{152}Eu verwendet, um anschließend das Energiespektrum von ^{228}Th zu analysieren. Die Proben von Natrium, Cobalt und Thorium sind in Messing eingearbeitet und auf Messingstäben von etwa 1 cm Durchmesser aufgeschraubt. Die Proben können zur Messung in eine Bleiabschirmung gebracht werden, aus der die nachzuweisende Strahlung durch eine Öffnung austreten kann. Zur Messung der Winkelverteilung der ^{22}Na-Vernichtungsphotonen kann die Probe vom Stab abgeschraubt und auf einer Halterung im Mittelpunkt der Kreisbahn des Detektors positioniert werden. Die Europiumprobe ist in einer Glasperle in einen Kunststoffstab eingegossen und kann zur Messung ebenfalls in die Bleiabschirmung eingebracht werden.

3.4.1 Natrium-22

^{22}Na zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}\left(^{22}Na\right) = 2{,}6088$ Jahren durch β-Zerfall zu nahezu 100 % in den angeregten Kernzustand 2^+ von ^{22}Ne. Dabei tritt β^+-Zerfall mit einer Wahrscheinlichkeit von 89,9 % und Elektroneinfang zu 10,1 % auf.

$$^{22}_{11}Na \rightarrow ^{22}_{10}Ne + e^+ + \nu_e \tag{3.1}$$

$$^{22}_{11}Na + e^- \rightarrow ^{22}_{10}Ne + \nu_e \tag{3.2}$$

Abbildung 3.8 zeigt das Zerfallsschema von ^{22}Na.

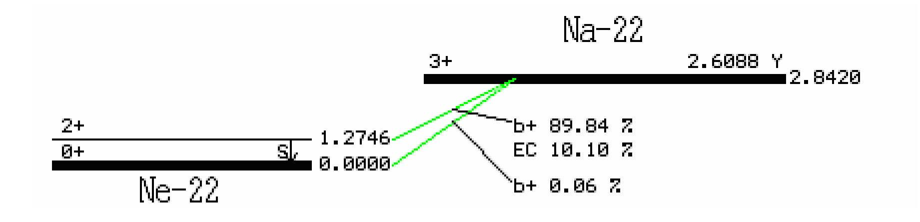


Abbildung 3.8: Zerfallsschema von Na-22, Energien in MeV (aus [10])

Neben dem intensiven Vernichtungspeak bei 511 keV tritt eine weitere intensive Linie bei 1274,6 keV im Spektrum auf. Der angeregte Zustand geht durch Emission eines γ-Quants dieser Energie in den Grundzustand übergeht.

3.4.2 Cobalt-60

^{60}Co zerfällt mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}\left({}^{60}Co\right) = 5{,}2714$ Jahren durch β^{-}-Zerfall zu fast 100 % in den dritten angeregten Kernzustand 4^{+} von ^{60}Ni.

$$ {}^{60}_{27}Co \rightarrow {}^{60}_{28}Ni + e^{-} + \overline{\nu}_e \tag{3.3}$$

Abbildung 3.9 zeigt das Zerfallsschema von ^{60}Co.

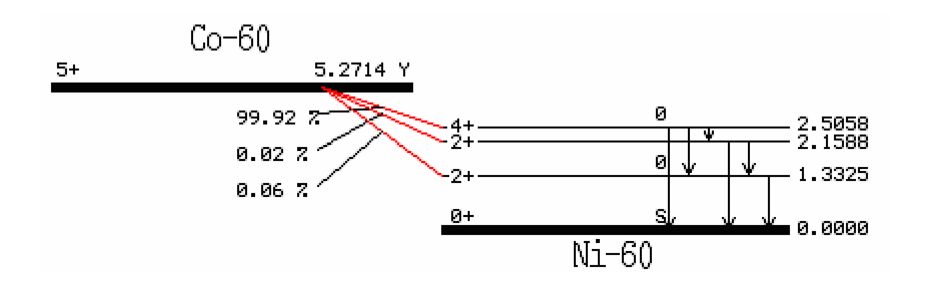


Abbildung 3.9: Zerfallsschema von Co-60, Energien in MeV (aus [10])

Im Spektrum treten zwei intensive Linien auf, die zur Energieeichung verwendet werden. Am wahrscheinlichsten ist der Übergang vom angeregten Kerzustand 4^{+} in den Kernzustand 2^{+} einer Energie von 1332,5 keV. Dem emittierten γ-Quant der Energiedifferenz zwischen beiden Zuständen von 1173,2 keV folgt nach einer mittleren Lebensdauer von 0,7 ps die Emission eines weiteren γ-Quants einer Energie von 1332,5 keV beim Übergang in den Grundzustand.

3.4.3 Europium-152

^{152}Eu zerfällt durch β-Zerfall mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}\left({}^{152}Eu\right) = 12$ Jahren. Dabei treten alle drei Zerfallsarten auf:

$$ {}^{152}_{63}Eu \rightarrow {}^{152}_{64}Gd + e^{-} + \overline{\nu}_e \tag{3.4}$$

$$ {}^{152}_{63}Eu \rightarrow {}^{152}_{62}Sm + e^{+} + \nu_e \tag{3.5}$$

$$ {}^{152}_{63}Eu + e^{-} \rightarrow {}^{152}_{62}Sm + \nu_e \tag{3.6}$$

Das Zerfallsschema von ^{152}Eu ist äußerst komplex. Abbildung 3.10 zeigt ein stark vereinfachtes Zerfallsschema, in dem nur die beiden intensivsten γ-Übergänge

dargestellt sind. Diese Photopeaks der beiden genannten Energien werden zur Energieeichung verwendet. Das komplette Zerfallsschema von Europium ist unter A.2 im Anhang zu finden.

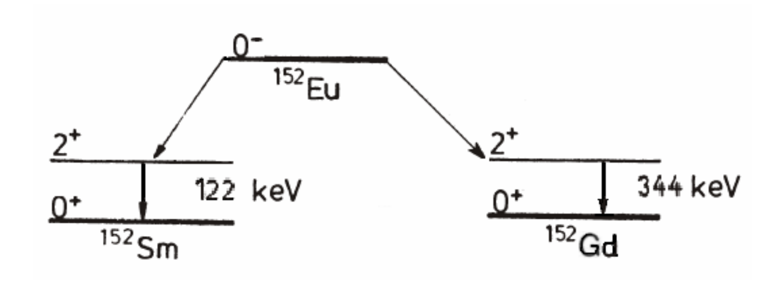


Abbildung 3.10: Vereinfachtes Zerfallsschema von Eu-152

3.4.4 Thorium-228

Abbildung 3.11 zeigt die Zerfallsreihe von ^{232}Th, in der als Zerfallsprodukt ^{228}Th entsteht.

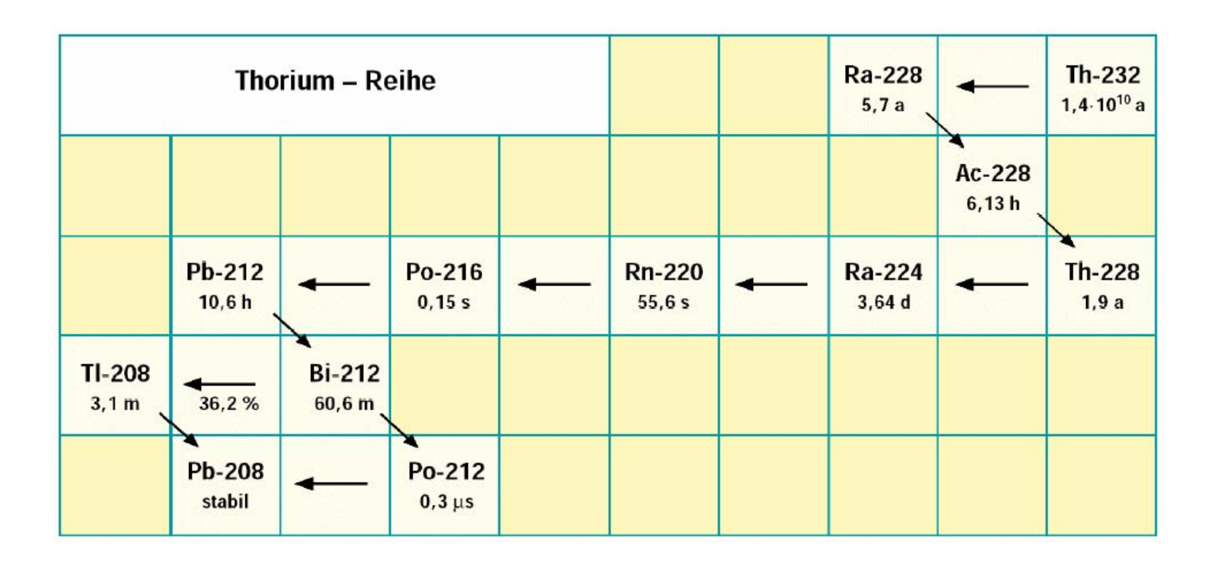


Abbildung 3.11: Thorium-Reihe (aus [12])

Im Folgenden werden die wichtigsten Zerfälle aufgeführt, bei denen neben α- und β-Teilchen auch γ-Strahlung emittiert wird. Aus Gründen einer übersichtlichen Darstellung werden nur die γ-Energien der intensivsten Übergänge genannt. Vollständige Darstellungen finden sich in [9] und [10].

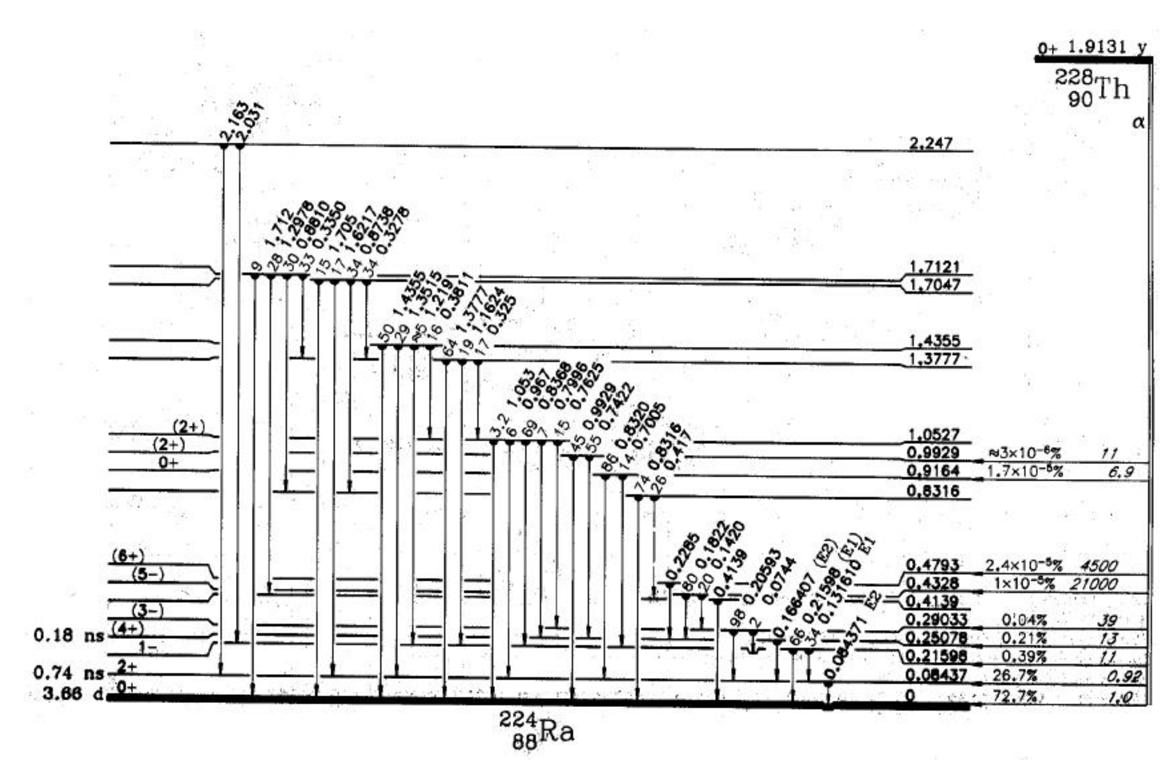
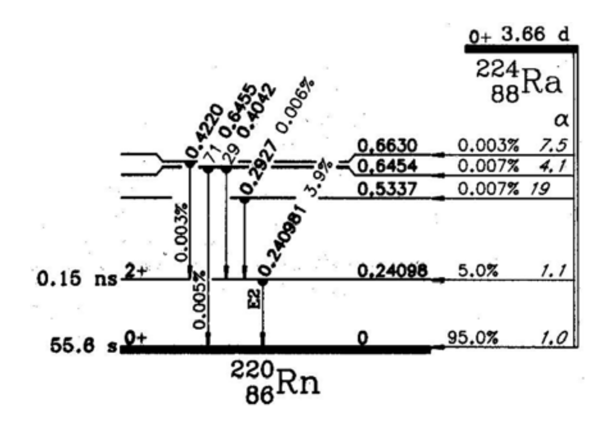


Abbildung 3.12: Zerfallsschema von Th-228 (aus [9])

γ-Energie / keV	rel. Intensität	γ-Energie / keV	rel. Intensität
84,37	1000	131,61	107
215,98	207,8	166,41	84,9



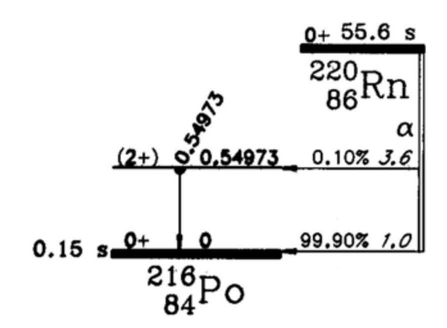
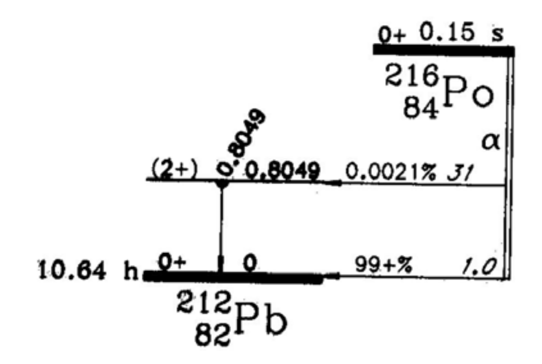


Abbildung 3.13: Zerfallsschema von Ra-224 (aus [9])

Abbildung 3.14: Zerfallsschema von Rn-220 (aus [9])

γ-Energie / keV	rel. Intensität	γ-Energie / keV	rel. Intensität
240,99	4,1	549,73	0,114



γ-Energie / keV	rel. Intensität
804,9	0,002

Abbildung 3.15: Zerfallsschema von Po-216 (aus [9])

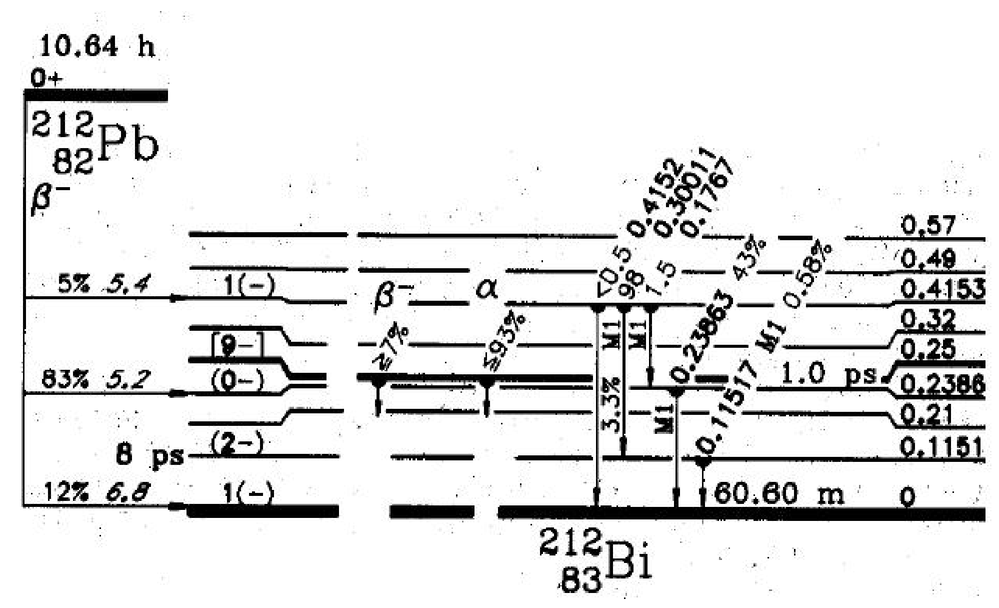


Abbildung 3.16: Zerfallsschema von Pb-212 (aus [10])

γ-Energie / keV	rel. Intensität	γ-Energie / keV	rel. Intensität
238,63	100	300,09	7,57

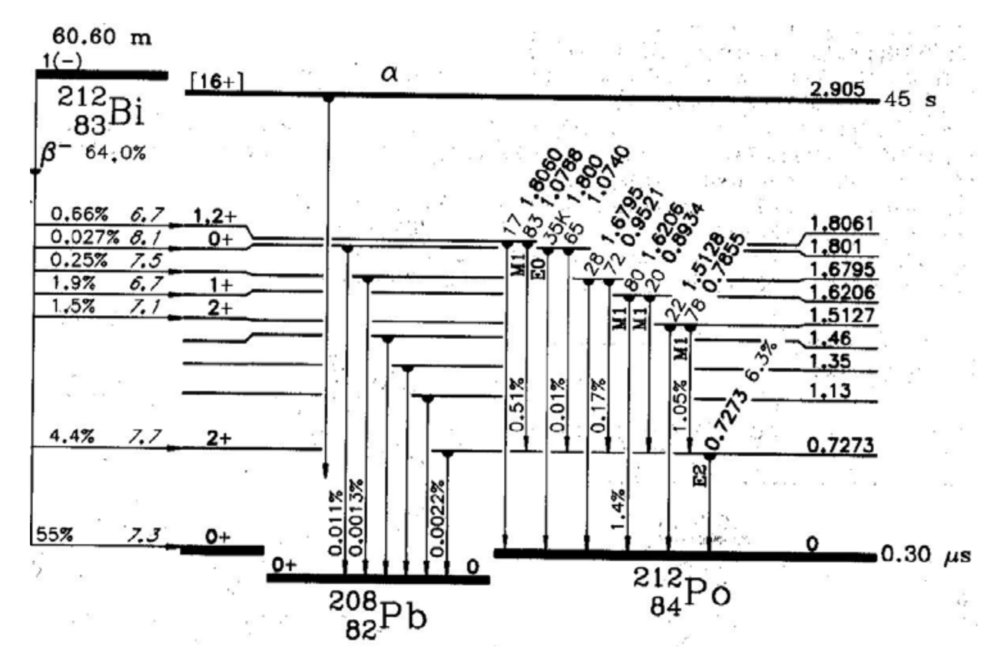


Abbildung 3.17: Zerfallsschema von Bi-212 nach Po-212 nach Pb-208 (aus [9])

γ-Energie / keV	rel. Intensität	γ-Energie / keV	rel. Intensität
1620,5	2,32	727,3	10,27

γ-Energie / keV	rel. Intensität	γ-Energie / keV	rel. Intensität
2610	2,6	570	2

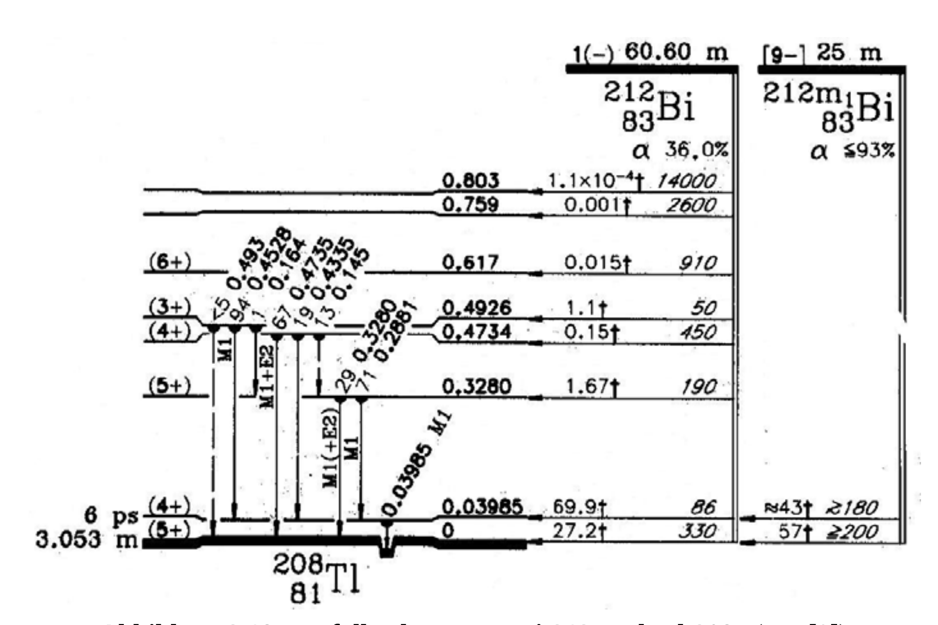


Abbildung 3.18: Zerfallsschema von Bi-212 nach Tl-208 (aus [9])

γ-Energie / keV	rel. Intensität	γ-Energie / keV	rel. Intensität
39,86	2,96	452,98	1,01

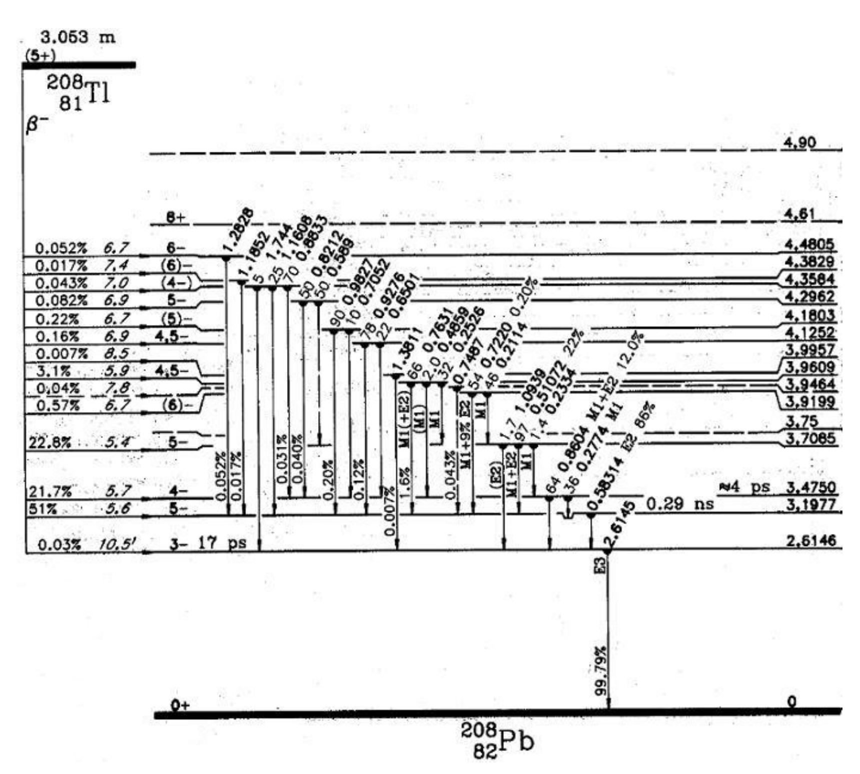


Abbildung 3.19: Zerfallsschema von Tl-208 (aus [9])

γ-Energie / keV	rel. Intensität	γ-Energie / keV	rel. Intensität
2614,53	100	510,77	22,8
583,19	85,2	277,36	6,36

3.5 Aufgabenstellung

Ziel des Versuchs ist die Analyse des Impulshöhenspektrums von ^{228}Th und die Energiebestimmung der intensiven Linien. Dazu wird an Hand bekannter Linien in den Spektren von ^{22}Na, ^{60}Co und ^{152}Eu die Energieeichung des Vielkanalanalysators durchgeführt. Im ersten Aufgabenteil soll der Versuch eigenständig verkabelt werden und durch Betrachten der Signale am Oszilloskop die optimalen Einstellungen der NIM-Elektronik gefunden werden.

i) Fertigen Sie ein Blockschaltbild des Versuchs an.

ii) Verwenden Sie für den Teil ii) und iii) das ^{152}Eu-Präparat.
Vergleichen Sie die Signallängen des NaI-Szintillationszählers mit denen des Plastikszintillationszählers. Betrachten Sie auf dem Oszilloskop die Signale des NaI-Szintillationszählers nach dem

a) Photomultiplier,
b) Verstärker (unipolarer und bipolarer Ausgang) und
c) Einkanalanalysator

iii) Bestimmen Sie die zeitliche Verzögerung des Signals zwischen dem Eingang des Verstärkers und dem

a) unipolaren Ausgang des Verstärkers,
b) bipolaren Ausgang des Verstärkers und
c) Ausgang des Einkanalanalysators.

Stellen Sie die Signalverläufe in einem Diagramm wie in Abbildung 3.20 dar.

iv) Beobachten und diskutieren Sie verschiedene Einstellungen der NIM-Elektronik (Verstärkungsfaktoren, *shaping time*, ...). Finden Sie unter Verwendung des NaI-Szintillationszählers geeignete Einstellungen durch Vergleich der Spektren von ^{22}Na und ^{228}Th, so dass der 2615-keV-Peak im ^{228}Th-Spektrum aufgelöst werden kann.

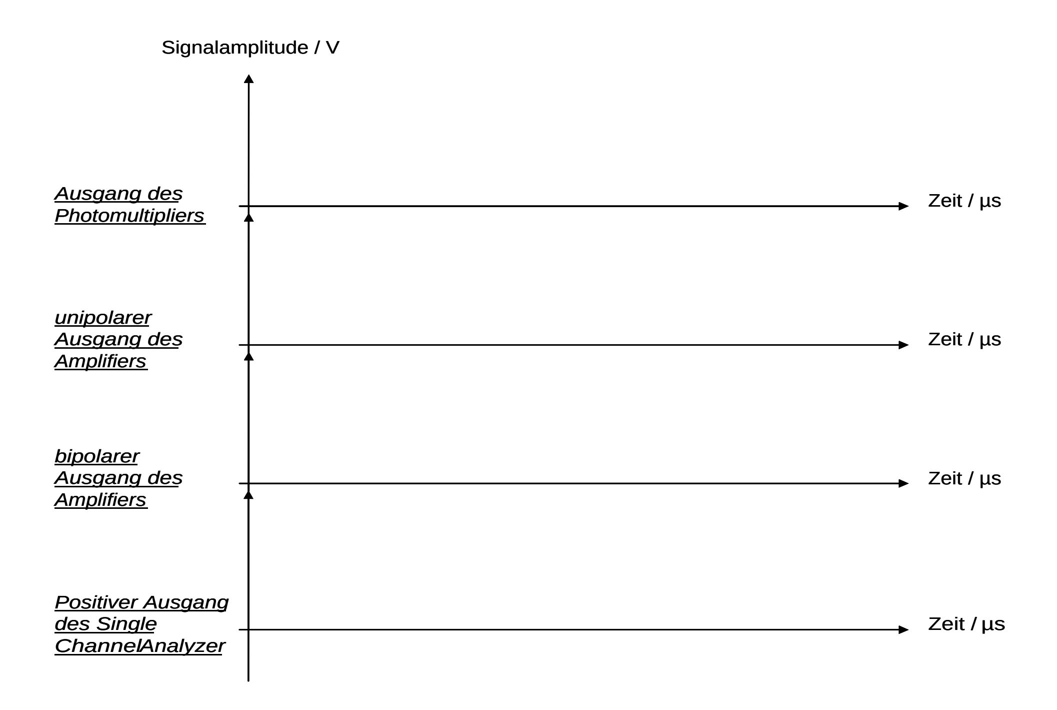


Abbildung 3.20: Darstellung der Signale an den Ausgängen der NIM-Elektronik

v) Nehmen Sie die γ-Spektren der Präparate ^{22}Na, ^{60}Co und ^{152}Eu mit einer Messdauer von jeweils 30 min auf. Der Vielkanalanalysator ist dabei im Koinzidenzmodus zu betreiben. Nach einer Untergrundkorrektur wird anschließend anhand der bekannten Energien der intensiven Linien in den drei Spektren die Energieeichung des Vielkanalanalysators durchgeführt.
Nehmen Sie das γ-Spektrum von ^{228}Th mit einer Messdauer von 180 min auf. Bestimmen Sie nach einer Untergrundkorrektur des Thoriumspektrums die Energien der auftretenden Linien und diskutieren Sie ihren Ursprung.

vi) Führen Sie eine Untergrundmessung von 180 min durch. Bestimmen Sie die Energie der auftretenden intensiven Linie und interpretieren Sie ihren Ursprung.

vii) Bestimmen Sie die optimale Verzögerungszeit zwischen beiden Szintillationszählern. Messen Sie mit dieser Verzögerungszeit bei ^{22}Na die Winkelverteilung der zwei Vernichtungsphotonen einer Energie von 511keV. Wählen Sie dazu eine sinnvolle Messdauer pro Winkeleinstellung. Berücksichtigen Sie durch eine weitere Messung die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen.

3.6 Versuchsdurchführung und Auswertung

Im Rahmen dieser Arbeit ist der Versuch intensiv durchgeführt worden. Die Ergebnisse werden in diesem Kapitel ausführlich dargestellt.

3.6.1 Signalverfolgung

3.6.1.1 Vergleich der Signallängen des NaI-Szintillationszählers mit denen des Plastikszintillationszählers

Abbildung 3.21 zeigt das Signal des Plastikszintillationszählers am Ausgang des Photomultipliers, im Vergleich dazu ist das Signal des NaI-Szintillationszählers am Ausgang des Photomultipliers in Abbildung 3.22 dargestellt.
Man erkennt den gleichen Signalverlauf: Beide Signale zeigen eine kurze Anstiegszeit und einen etwa um den Faktor 100 langsameren exponentiellen Abfall. Entscheidender Unterschied ist die Gesamtbreite: Das Signal des NaI-Szintillationszählers hat eine Gesamtbreite von etwa 100 µs bei einer Anstiegszeit von 2µs, wie Abbildung 3.23 zeigt. Das Signal des Plastikszintillationszählers ist deutlich schneller mit einer Gesamtbreite von nur etwa 25 ns und einer Anstiegszeit von etwa 5 ns. Grund dafür ist die unterschiedliche Art der Szintillatoren, die in Kapitel 3.3.1.1 diskutiert wurden.

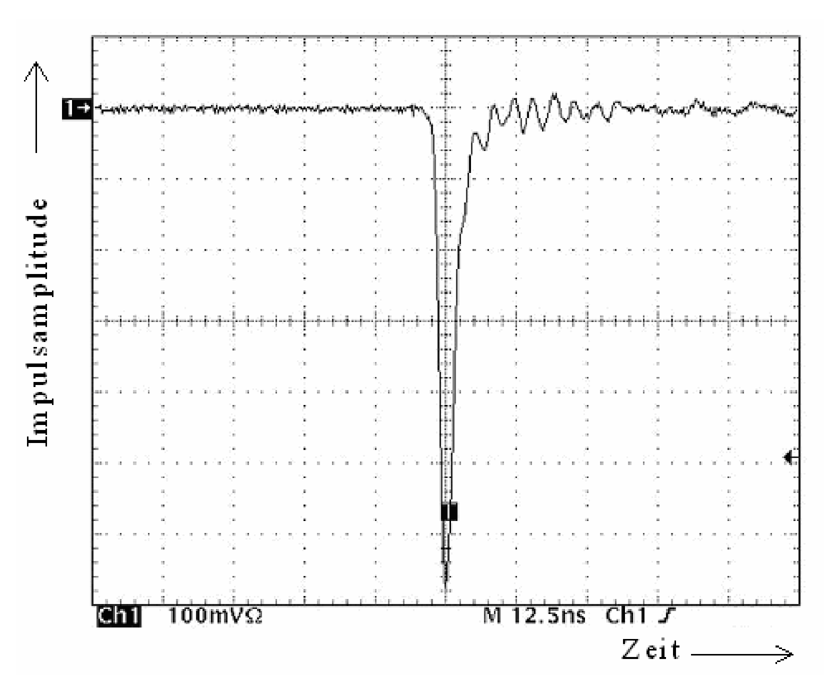


Abbildung 3.21: Signal des Plastikszintillationszählers am Ausgang des Photomultipliers
Auflösung Zeit: 12,5 ns / div
Auflöung Amplitude: 100 mVΩ / div

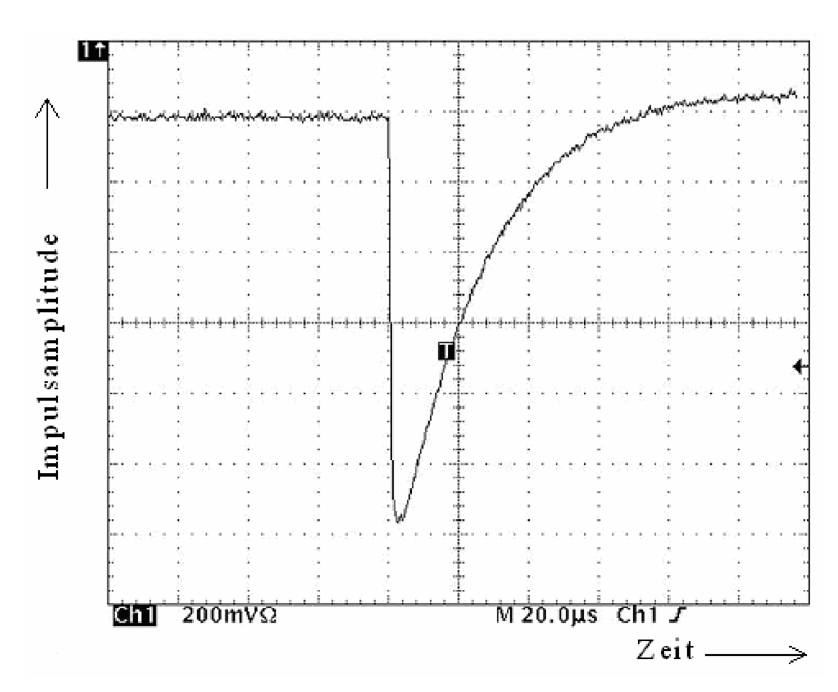


Abbildung 3.22: Signal des NaI-Szintillationszählers am Ausgang des Photomultipliers
Auflösung Zeit: 20 µs / div
Auflöung Amplitude: 200 mVΩ / div

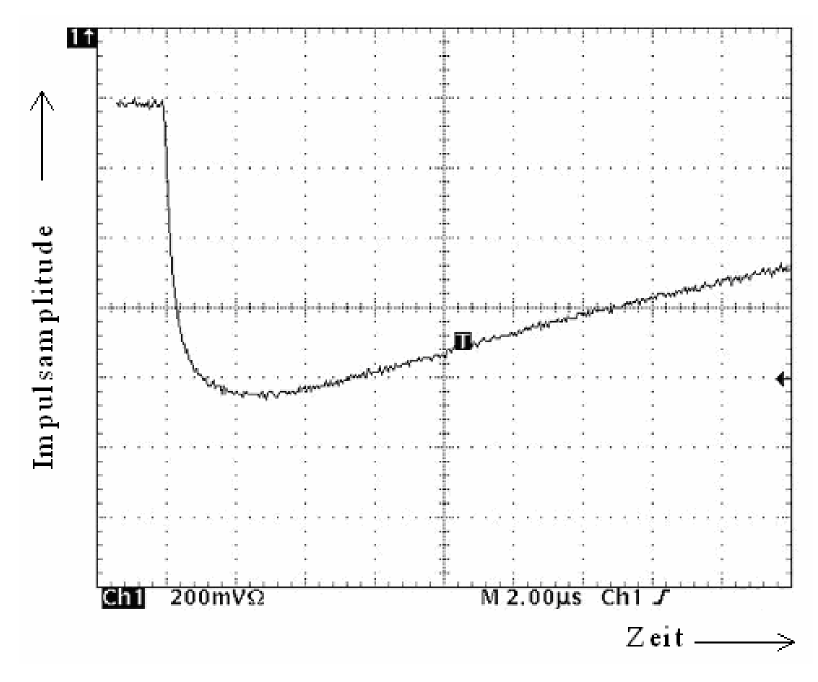


Abbildung 3.23: Signal des NaI-Szintillationszählers am Ausgang des Photomultipliers
Auflösung Zeit: 2 µs / div
Auflöung Amplitude: 200 mVΩ / div

3.6.1.2 Wahl der optimalen Einstellungen der NIM-Elektronik mit Hilfe der Präparate von ^{22}Na und ^{228}Th

Zur Auflösung des 2615-keV-Peaks im Spektrum von ^{228}Th wurden mit einer Messzeit von wenigen Minuten die Impulshöhenspektren von ^{22}Na und ^{228}Th aufgenommen. Dabei ist entscheidend zu bemerken, dass der Vielkanalanalysator sämtliche Impulse mit Amplituden von mehr als 8 V in einem Kanal sammelt, der etwa bei Kanalnummer 6700 liegt. Durch Abschätzung der Kanalnummern des intensiven Vernichtungspeaks von ^{22}Na bei 511 keV und des 2615-keV-Peaks von ^{228}Th wird deutlich, dass der kleinstmögliche Verstärkungsfaktor von 10 zu wählen ist, um den letztgenannten Peak noch auflösen zu können.

Der Einkanalanalysator wird im Koinzidenz-Modus betrieben, in dem er neben dem verstärkten Signal des Hauptverstärkers ein Gate-Signal benötigt. Nur wenn das Gate-Signal zu einem definierten Zeitpunkt T am Gate-Eingang des Vielkanalanalysators anliegt, wird der Impuls verarbeitet. Der Zeitpunkt T ist im VKA fest vorgegeben und liegt etwa 0,9 µs nach Erreichen der maximalen Impulshöhe. Um ihn bestmöglich zu bestimmen, wurden zwei Energiespektren von ^{22}Na aufgenommen: eines im Antikoinzidenzmodus des VKAs, in dem bei fehlendem Gate-Signal sämtliche Eingangssignale verarbeitet werden und ein zweites im Koinzidenzmodus, wobei die Verzögerung des Signals variiert wurde. In einem Bereich von 0,7 µs bis 1,1 µs war die totale Zählrate in beiden Modi gleich, außerhalb dieses Intervalls ging sie auf Null zurück. Daraus konnte der oben definierte Zeitpunkt T als Mittelpunkt des Intervalls bestimmt werden. Die Zeitverzögerung wurde mit etwa 0,9 µs so gewählt, dass der Ausgangsimpuls des EKAs zum Zeitpunkt T seine halbe Breite (0,5 µs) erreichte. Eine genauere Bestimmung von T war folglich nicht notwendig.

In den Abbildungen 3.24 bis 3.27 sind jeweils zwei verschiedene Ausgangssignale der NIM-Geräte gegenübergestellt, die mit ^{152}Eu aufgenommen wurden und anhand der die Einstellung der *shaping time* und der Hochspannung optimiert wurden. Im folgenden Kapitel wird anhand der Signalverläufe ebenfalls die zeitliche Verzögerung der Signale bestimmt.

Sowohl das unipolare als auch das bipolare Ausgangssignal des Amplifiers setzen ein, wenn das Signal am Ausgang des Photomultipliers seine maximale Amplitude erreicht hat, also nach 2µs (vgl. Abbildungen 3.24 und 3.25). Die Wahl der *shaping time* ist dieser Tatsache angepasst: Wählt man sie kleiner als 2µs, so erreicht der Impuls nicht seine maximale Amplitude, so dass die Signale nach dem Amplifier bereits nach Ende der *shaping time* generiert werden. Für eine *shaping time* größer als 2µs ändert sich das zeitliche Verhalten nicht mehr. Je größer die *shaping time* gewählt wird, umso größer wird die Totzeit, in der keine Ereignisse registriert werden können. Die optimale Wahl der *shaping time* ist also 2µs.

Bei diesen Einstellungen wurde die Hochspannung so optimiert, dass bei kleinstmöglicher Verstärkung von 10 der 2615-keV-Peak im Thoriumspektrum die Impulshöhe dieser Signale kleiner als 8V ist, so dass er vom EKA verarbeitet werden kann. Der 2615-keV-Peak liegt damit bei einem Kanalwert von etwa 6000, so dass die Impulse in ausreichendem Abstand vor dem letzten Kanal des EKA bei 6700 einsortiert werden. Am NaI-Szintillationszähler wurde deshalb eine Hochspannung von $U = 620$ V gewählt. Für die Durchführung des Versuchs im Fortgeschrittenen-Praktikum wird diese Einstellung der Hochspannung fest vorgegeben.

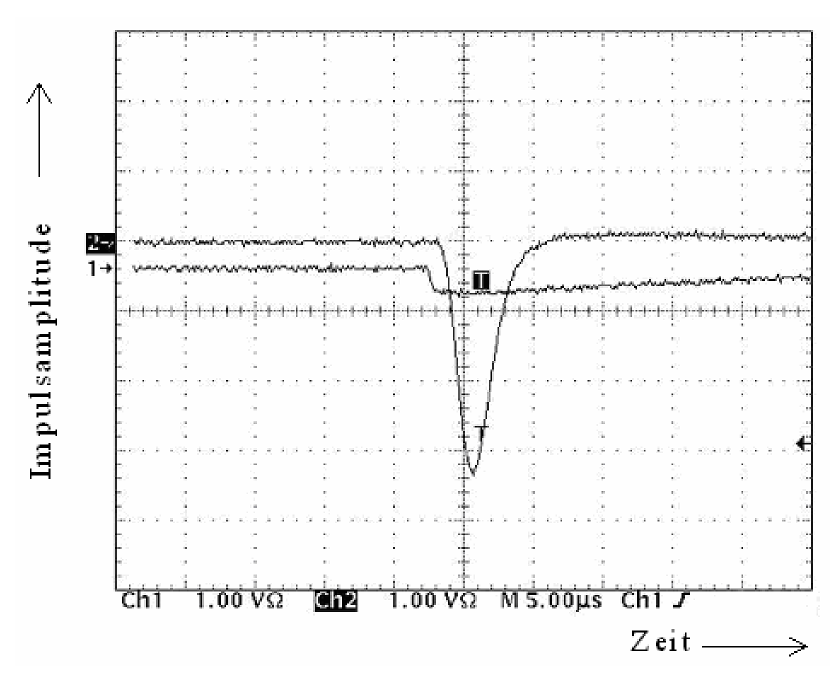


Abbildung 3.24: Vergleich der Signale am Ausgang des Photomultipliers (Kanal 1) und am unipolaren Ausgang des Verstärkers (Kanal 2)
Auflösung Zeit: 5 µs / div
Auflöung Amplitude: 1 VΩ / div

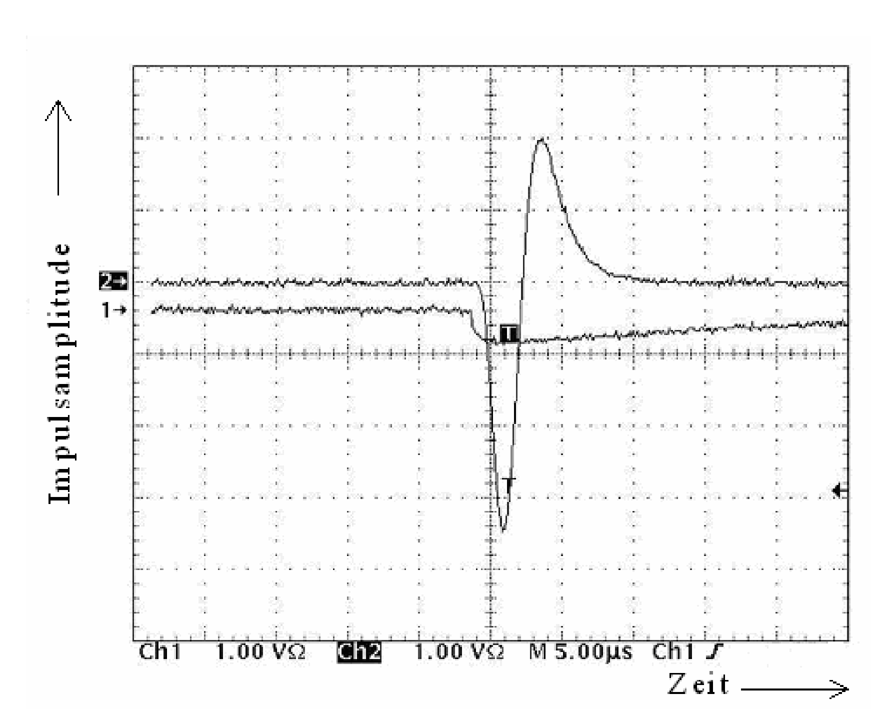


Abbildung 3.25: Vergleich der Signale am Ausgang des Photomultipliers (Kanal 1) und am bipolaren Ausgang des Verstärkers (Kanal 2)
Auflösung Zeit: 5 µs / div
Auflöung Amplitude: 1 VΩ / div

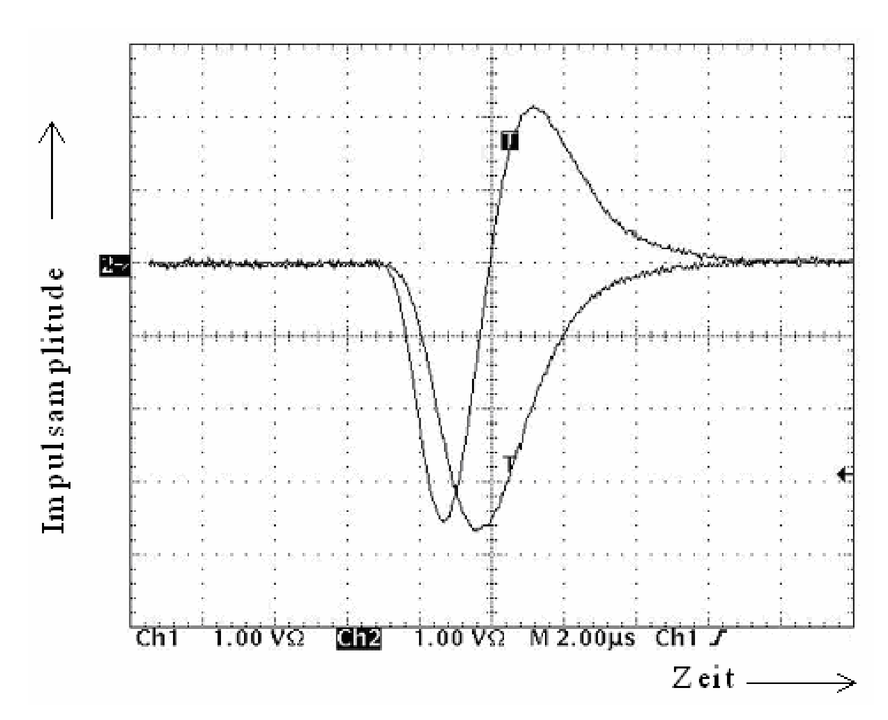


Abbildung 3.26: Vergleich der Signale am unipolaren und bipolaren Ausgang des Verstärkers
Auflösung Zeit: 2 µs / div
Auflöung Amplitude: 1 VΩ / div

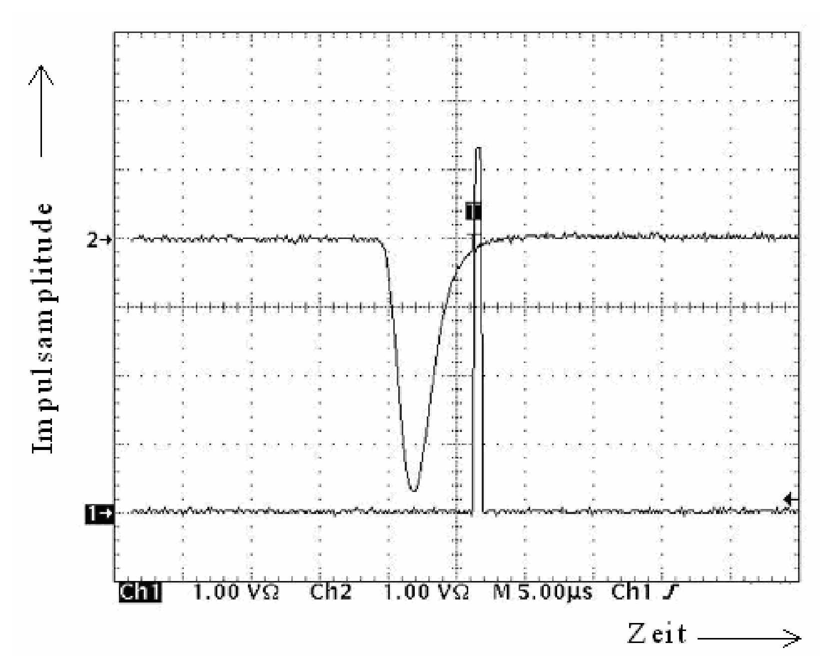


Abbildung 3.27: Vergleich der Signale am unipolaren Ausgang des Verstärkers (Kanal 2) und am Ausgang des Einkanalanalysators (Kanal 1)
Auflösung Zeit: 5 µs / div
Auflöung Amplitude: 1 VΩ / div

3.6.1.3 Bestimmung der relativen zeitlichen Verzögerung des Signals an den Ausgängen der NIM-Elektronik

Aus den Abbildungen 3.24 bis 3.27 kann die zeitliche Verzögerung des Signals bestimmt werden. Sie ist durch die elektronische Laufzeit in den Geräten bedingt. Es ergeben sich die folgenden Zeitverzögerungen:

Die Zeitverzögerung zwischen dem Signal am Ausgang des Photomultipliers und sowohl am unipolaren als auch am bipolaren Ausgang des Verstärkers beträgt ~ 2 µs (Abb.3.24 und 3.25).

Zwischen dem Signal am unipolaren und am bipolaren Ausgang des Verstärkers gibt es keine Zeitverzögerung. Man erkennt, dass das bipolare Signal den Nulldurchgang an der Stelle des Maximums des unipolaren Signals hat. Dies ist klar, weil das bipolare Signal durch eine weitere Differentiation des unipolaren Signals entsteht.

Die Zeitverzögerung zwischen dem Signal am Ausgang des Photomultipliers und am Ausgang des Einkanalanalysators beträgt ~ 8 µs, die man durch Summation der Verzögerungen erhält, die sich relativ zum Verstärker ergeben (Abb. 3.24 und 3.27).

3.6.2 γ-Spektroskopie

3.6.2.1 Auswertung von γ-Spektren

Zur γ-Spektroskopie wird der NaI-Szintillator verwendet. Er besitzt die deutlich größere Absorptionswahrscheinlichkeit, die abgeschätzt werden kann, wenn man davon ausgeht, dass ein einfallendes γ-Quant nachgewiesen wird, wenn es durch einen der in den Abschnitten 1.5.2.2, 1.5.2.3 und 1.5.2.4 genannten Prozesse im Szintillator wechselwirkt. Nach (1.23) ergibt sich mit den dort verwendeten Bezeichnungen die Intensitätsabnahme ΔI

$$\Delta I = I_0 - I = I_0 - I_0 \cdot e^{-\mu x} = I_0 \cdot \left(1 - e^{-\mu x}\right) \tag{3.7}$$

und damit die Absorptionswahrscheinlichkeit als prozentualer Anteil der im Kristall wechselwirkenden γ-Quanten zu

$$\frac{\Delta I}{I_0} = \left(1 - e^{-\mu x}\right). \tag{3.8}$$

Das Ansprechvermögen lässt sich folglich durch ein größeres Detektorvolumen steigern. Auf Grund der Energieabhängigkeit von μ ist auch das Ansprechvermögen energieabhängig.

Wie in Kapitel 3.3 diskutiert, ist die Impulshöhe des Spannungsimpulses am Ausgang des Verstärkers proportional zur Energie der einfallenden γ-Strahlung. Bei näherer Betrachtung hängt die Intensität des erzeugten Lumineszenzlichts von dem Prozess der Wechselwirkung und weiteren Sekundärprozessen ab.
Wechselwirkt ein γ-Quant der Energie $h \cdot \nu$ durch Photoeffekt, erwartet man im Impulshöhenspektrum den so genannten Photo-Peak als eine scharfe Linie bei dieser γ-Energie. Das aus dem Atomverband herausgeschlagene Elektron erhält jedoch nur die um die Bindungsenergie E_B eines Elektrons verminderte $E_e = h \cdot \nu - E_B$, die in NaI für ein Elektron der K-Schale $E_B = 28$ keV beträgt. Wird in Folge der inneren Konversion ein Röntgenquant emittiert, das den Kristall ohne Wechselwirkung verlässt, entsteht im Spektrum außerdem eine Linie bei $h \cdot \nu - E_B$. Sie wird als Satelliten-Peak bezeichnet.
Bei Wechselwirkung des einfallenden γ-Quants durch Comptoneffekt wird nur ein vom Streuwinkel abhängiger Teil der Energie auf ein Elektron übertragen. Bei vollständiger Absorption der γ-Energie durch weitere Prozesse entsteht ebenfalls eine Linie bei der Energie $h \cdot \nu$ des einfallenden γ-Quants. Findet jedoch kein weiterer

Prozess statt, verteilt sich die übertragene Energie kontinuierlich von 0 bis zur Energie $E_{\max}$ (vgl. Formel 1.26). Bei diesem maximalen Energieübertrag durch Comptoneffekt erscheint im Spektrum die so genannte Compton-Kante. Besonders häufig tritt beim Comptoneffekt die Rückstreuung unter einem Winkel von 180° auf. Im Spektrum erscheint daher der Rückstreu-Peak unterhalb der Compton-Kante. Die rückgestreuten Compton-Photonen können zudem Elektronen durch Photoeffekt aus der Bleiabschirmung des Szintillators lösen, die ebenfalls zum Rückstreu-Peak beitragen.
Wechselwirkt ein γ-Quant genügend großer Energie durch Paarbildung, entstehen drei Linien im Spektrum. Werden beide Vernichtungsphotonen der Annihilation des entstandenen Positrons nachgewiesen, so wird die gesamte γ-Energie übertragen und wird im Photo-Peak der Energie $h \cdot \nu$ registriert. Entweicht jedoch eines der γ-Quanten, entsteht der so genannte Single-Escape-Peak bei einer Energie von $h \cdot \nu - 511\,\text{keV}$. Entweichen beide γ-Quanten, entsteht der Double-Escape-Peak bei einer Energie von $h \cdot \nu - 1022\,\text{keV}$.
Die natürliche Breite der genannten Linien hängt mit der mittleren Lebensdauer τ über die Heisenbergsche Unschärferelation zusammen:

$$\Gamma_{natürlich} \geq \frac{\hbar}{\tau} \tag{3.9}$$

Die beschränkte Energieauflösung des Detektors hat Verbreiterungseffekte zur Folge. Die Linienbreite mit einer bestimmten Halbwertsbreite ΔE ergibt sich unter anderem als Folge der thermischen Bewegung der Kerne (Doppler-Verbreiterung) oder der statistischen Schwankungen bei der Emission von Photoelektronen an der Photokathode.

3.6.2.2 Energieeichung des Vielkanalanalysators

Zur Energieeichung des Vielkanalanalysators werden je zwei bekannte Energien aus den Spektren von Natrium, Kobalt und Europium verwendet, durch die der Energiebereich zwischen 245 keV und 1332 keV abgedeckt wird.
Die Impulshöhenspektren der Eich-Präparate wurden mit einer Messzeit von 30 min aufgenommen. Die untergrundkorrigierten Spektren wurden mit Hilfe von Origin ausgewertet und die intensiven Maxima durch eine Gauß-Verteilung approximiert. Die Auswertungen der Maxima finden sich unter A.3 im Anhang.
Die Fehler der Kanalnummer aus den Gauß-Fits der Maxima liegen zwischen 0,1 bis 0,7 Kanälen. Für die Energieeichung des Vielkanalanalysators wird jedoch ein größerer Fehler angenommen, der wie folgt begründet wird: Zum einen lässt sich der Untergrund nicht durch eine einfache Funktion darstellen. Betrachtet man die Maxima in einem schmalen Bereich weniger Kanäle, so lässt sich der Untergrund annähernd als linear fallend oder exponentiell fallend annehmen. Jedoch erhält man für die Stellen der Maxima Abweichungen in der Größenordnung von 1-2 Kanälen. Zum anderen führen hohe Zählraten aktiver Präparate zu einem Temperaturanstieg im Hauptverstärker, der eine Drift der Maxima zur Folge hat. Unter Berücksichtigung beider Effekte liegt der Fehler in der Größenordnung von 3 Kanälen, der für alle Maxima angenommen wird.
Die gewonnenen Kanalnummern der bekannten Energien sind in Tabelle 3.28 zusammengestellt und in Abbildung 3.29 als Funktion der Energien dargestellt.

Präparat	^{152}Eu	^{152}Eu	^{22}Na	^{60}Co	^{22}Na	^{60}Co
Energie / keV	122	344	511	1173	1274	1332
Kanalnummer	290,6	815,0	1203,4	2705,6	2939,1	3068,2
Fehler Kanalnummer	3	3	3	3	3	3

Tabelle 3.28: Zuordnung der γ-Energien anhand der bekannten Eichpräparate

Um den linearen Zusammenhang zwischen der Spannungsamplitude und der Energie der einfallenden γ-Quanten (vgl. Kapitel 3.3) zu verifizieren, wurde mit dem Programm Origin eine lineare Funktion an die Messwerte angepasst (Abbildung 3.29). Als Qualität dieser Anpassung erhält man jedoch ein χ^2 / DoF von 8,04. Dieser Wert ist mit dem Erwartungswert von $\chi^2 / \text{DoF} = 1$ nicht verträglich.
Daher wird ein Polynom zweiten Grades an die Messwerte angepasst, wobei der quadratische Term als Korrekturterm diese Effekte berücksichtigt (Abbildung 3.30).

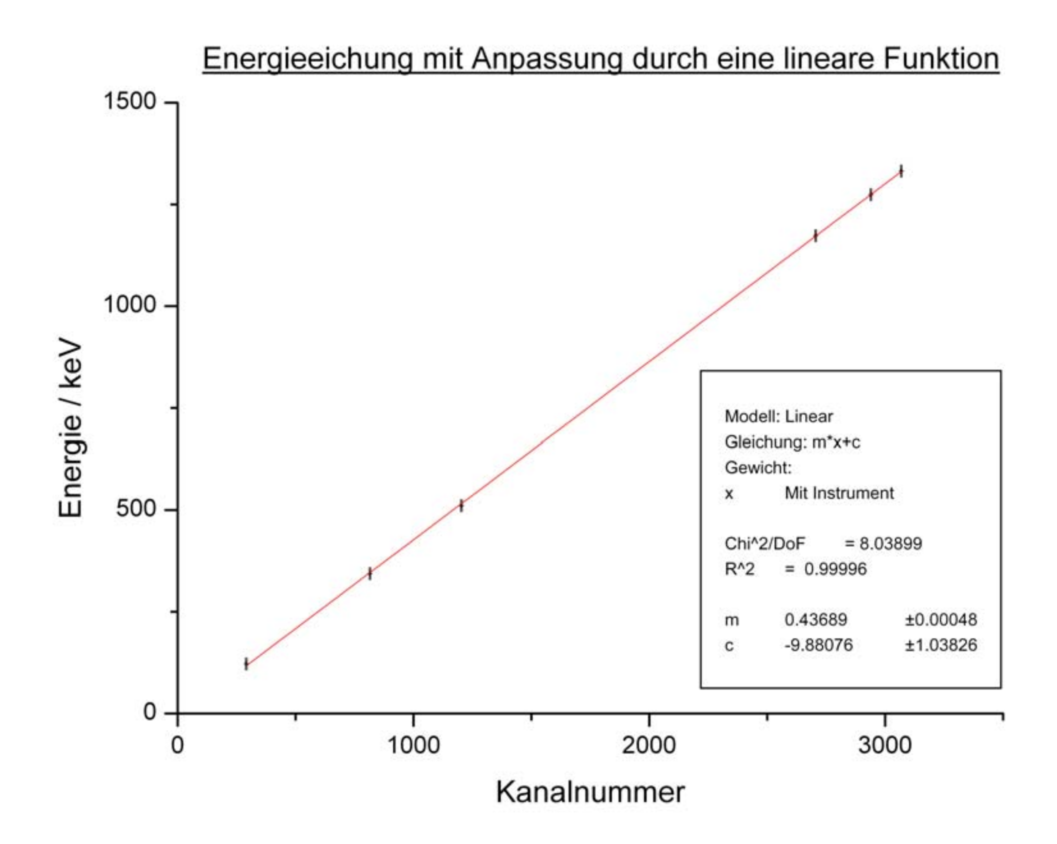


Abbildung 3.29: Energieeichung des Vielkanalanalysators (linear)

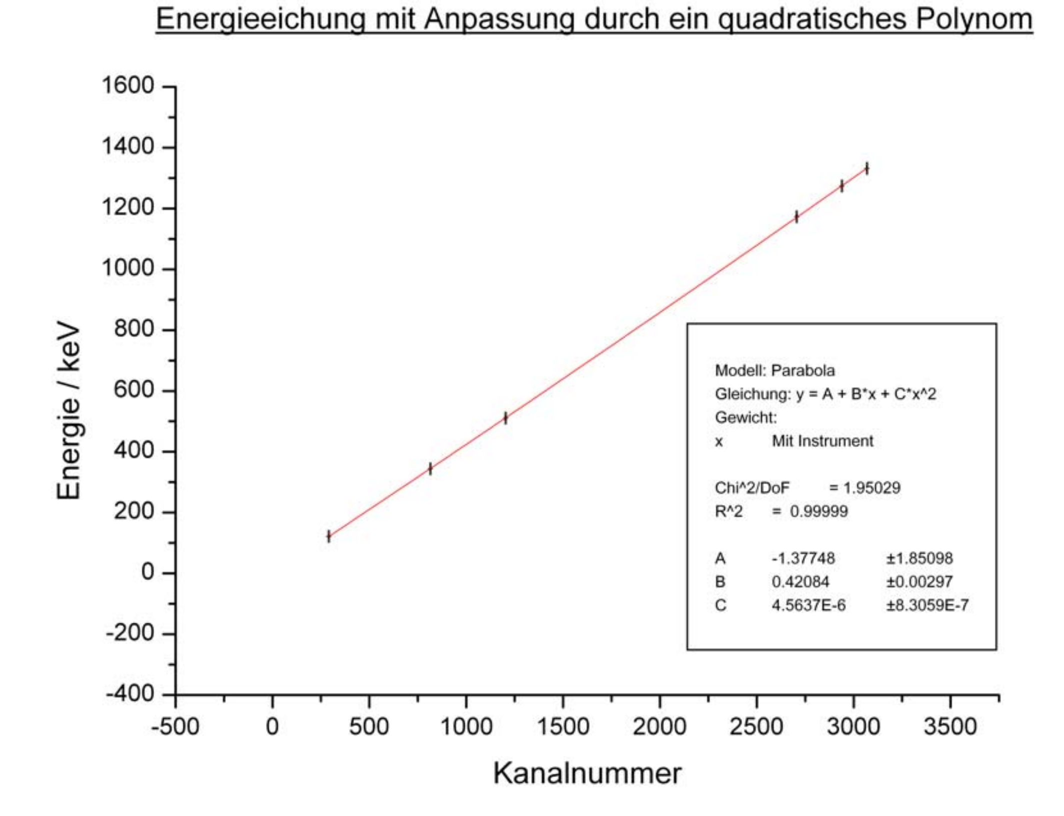


Abbildung 3.30: Energieeichung des Vielkanalanalysators (quadratisch)

Die quadratische Funktion ist mit einem χ^2 / DoF von 1,95 eine deutlich bessere Anpassung an die Messwerte. Bei der Auswertung des Energiespektrums von ^{228}Th im anschließenden Kapitel wird die Energieeichung mit Hilfe der quadratischen Funktion verwendet.

Weil sich das χ^2 / DoF von 1,95 jedoch noch immerhin um einen Faktor 2 vom Erwartungswert von χ^2 / DoF $= 1$ unterscheidet, müsste die angepasste Funktion ein weiteres Mal modifiziert werden. Es liegt die Vermutung nahe, dass eine so genannte S-Kurve die Messwerte noch besser beschreiben würde.
Diese Vermutung stützt sich auf folgende Argumentation: Im Photomultiplier, im Vorverstärker und im Hauptverstärker treten bei großen Impulsamplituden Sättigungseffekte auf, die zu einer Unterschätzung der registrierten Ereignisse führen. Durch den positiven quadratischen Korrekturterm werden aber besonders große Kanalnummern in der Energie überschätzt.
Zur qualitativen Abschätzung dieses Effekts wurden für verschiedene Impulse bekannter Amplitude Impulshöhenspektren aufgezeichnet. Mit Hilfe eines so genannten Pulsers wurden dafür Normimpulse mit fester Frequenz erzeugt und durch den Verstärker mit dem in Anschnitt 3.6.1.2 gefundenen Verstärkungsfaktor von 10 verstärkt. Der Vielkanalanalysator kann Impulse mit einer maximalen Amplitude von 8 V verarbeiten, so dass 7 verschiedene Amplituden zwischen 200 mV und 8 V gewählt wurden Die Kanalnummern der Maxima wurden mit Origin durch Gauß-Fits bestimmt und gegen die bekannten Amplituden aufgetragen.
Bei einem Sättigungseffekt erwartet man für große Amplituden, dass eine exponentielle Annäherung der Messpunkte an eine Sättigungsschranke erfolgt. In Abbildung 3.31 sind die relativen Impulshöhen, die man durch Normierung der Impulshöhe auf die maximale Impulshöhe von etwa 8 V erhält, als Funktion der Kanalnummer dargestellt. Abbildung 3.32 zeigt vier Messpunkte in vergrößerten Ausschnitten der Kurve, an denen beispielhaft der Sättigungseffekt sichtbar wird. Es zeigt sich, dass die ersten 6 Messpunkte perfekt durch eine Gerade beschrieben werden (vgl. die Ausschnitte 1 – 3, Abbildung 3.32, stellvertretend für alle 6 Messpunkte). Die Abweichung des größten Messpunkts von der Geraden beträgt dagegen etwa 20 Kanäle (Ausschnitt 4, Abbildung 3.32).

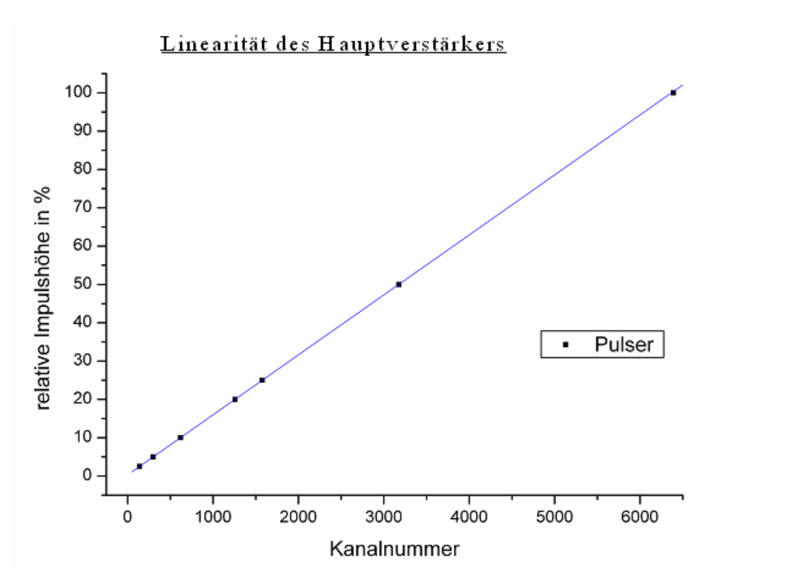


Abbildung 3.31: Linearität des Hauptverstärkers

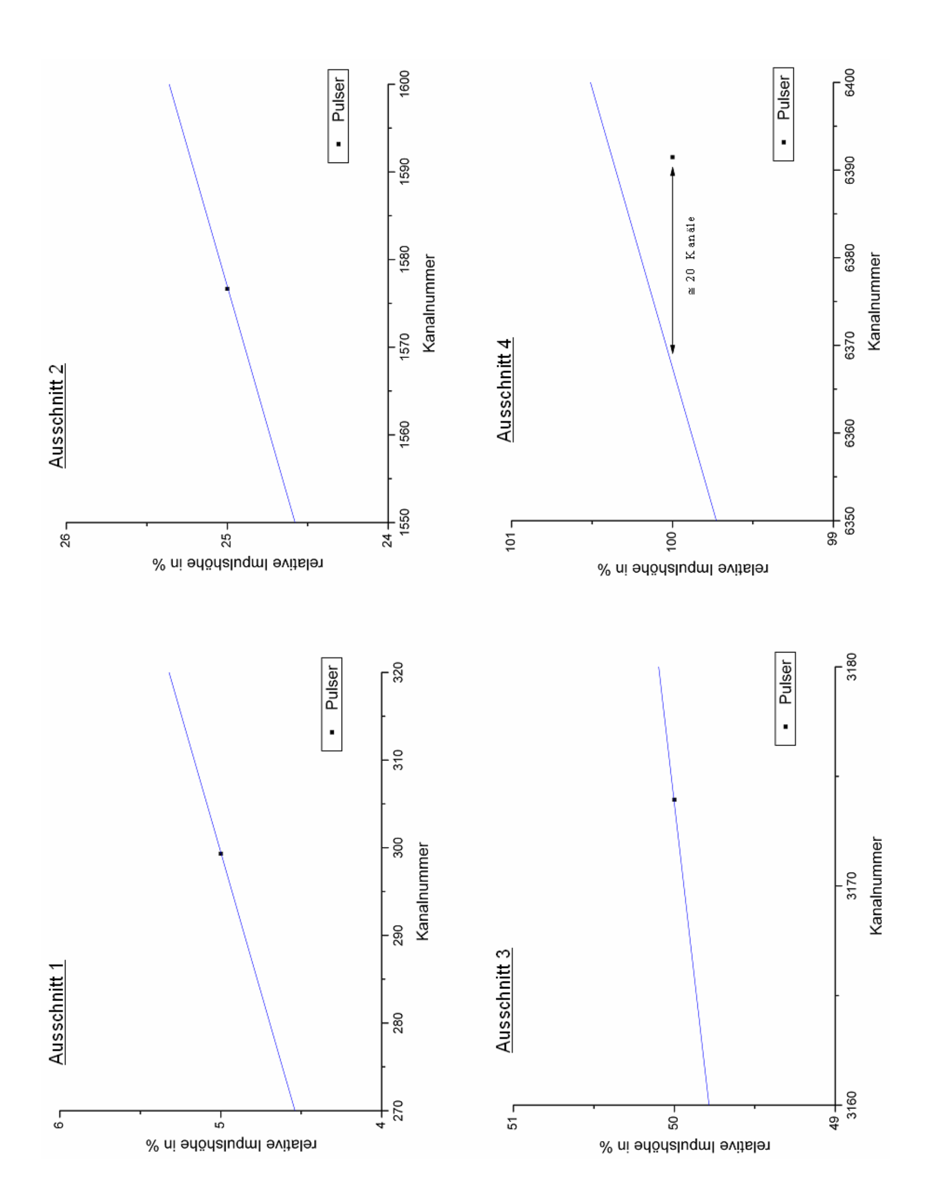


Abbildung 3.32: Vier vergößerte Ausschnitte von Abbildung 3.31

3.6.2.3 Das Energiespektrum der ^{228}Thorium – Zerfallskette

Mit einer Messzeit von 180 min wurde das Impulshöhenspektrum von ^{228}Th aufgenommen und durch eine Messung des Untergrunds von ebenfalls 180 min korrigiert. Die Anzahl der Ereignisse in logarithmischer Darstellung als Funktion der Energie gibt einen Gesamtüberblick über das Energiespektrum (Abbildung 3.33).

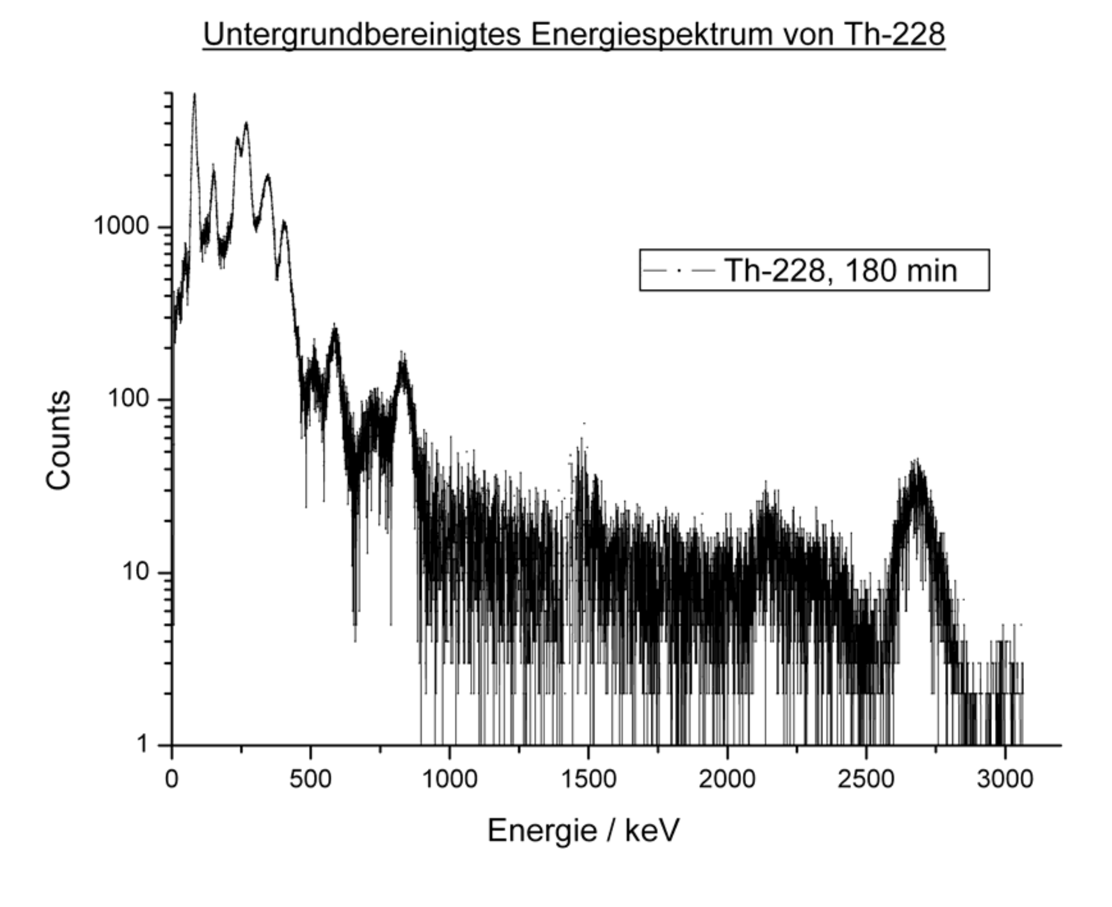


Abbildung 3.33: Untergrundbereinigtes Energiespektrum von Th-228

Zur weiteren Analyse des Spektrums und zur Bestimmung der auftretenden Energien sind im Folgenden vergrößerte Ausschnitte dargestellt, in denen die auftretenden Maxima approximiert wurden. Dazu wurde eine Funktion y definiert als Summe aus einer Gaußverteilung und einer linearen Funktion. Letztere berücksichtigt eine Asymmetrie durch weitere Maxima in einem schmalen Energiebereich. $y(x)$ hat die Funktionsgleichung

$$y(x) = m \cdot x + y_0 + A \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x - x_c}{w} \right)^2 \right) \tag{3.10}$$

Eine gleichzeitige Anpassung aller Peaks ergab keine signifikanten Unterschiede.

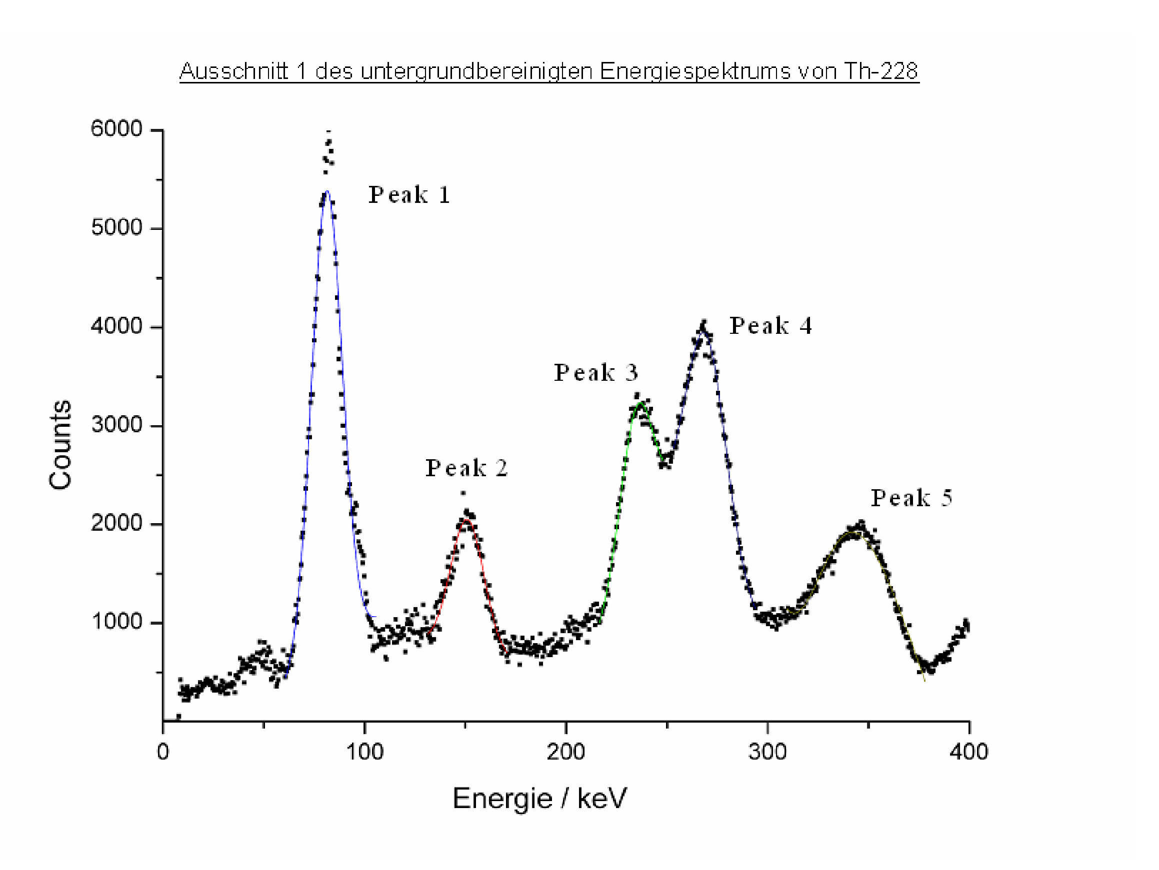


Abbildung 3.34: Ausschnitt 1 des untergrundbereinigten Energiespektrums von Th-228

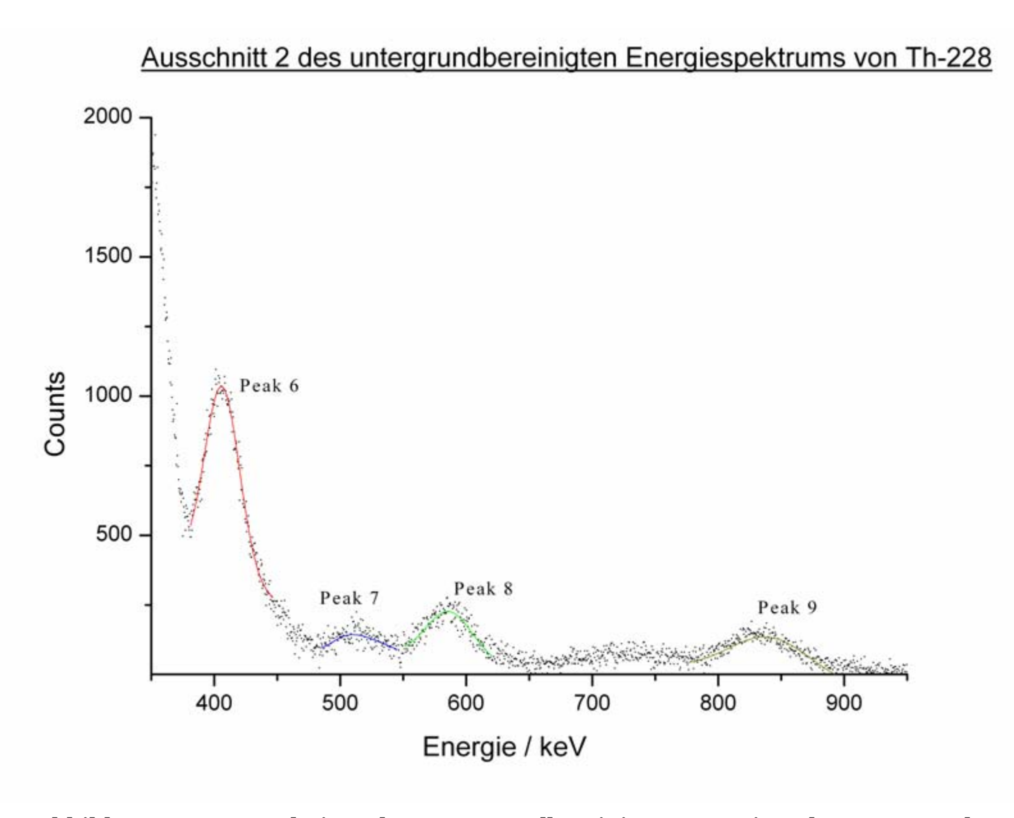


Abbildung 3.35: Ausschnitt 2 des untergrundbereinigten Energiespektrums von Th-228

Für Energien größer als 1000 keV ist die Anzahl der Counts extrem gering. Um eine Auswertung des Spektrums zu ermöglichen, wurden in Ausschnitt 3 jeweils drei aufeinander folgende Kanäle zusammengefasst. So ist es möglich, Peak 10 besser aufzulösen. Ebenfalls setzen sich der Single Escape Peak und der Double Escape Peak erkennen, jedoch war eine Kurvenanpassung unmöglich.

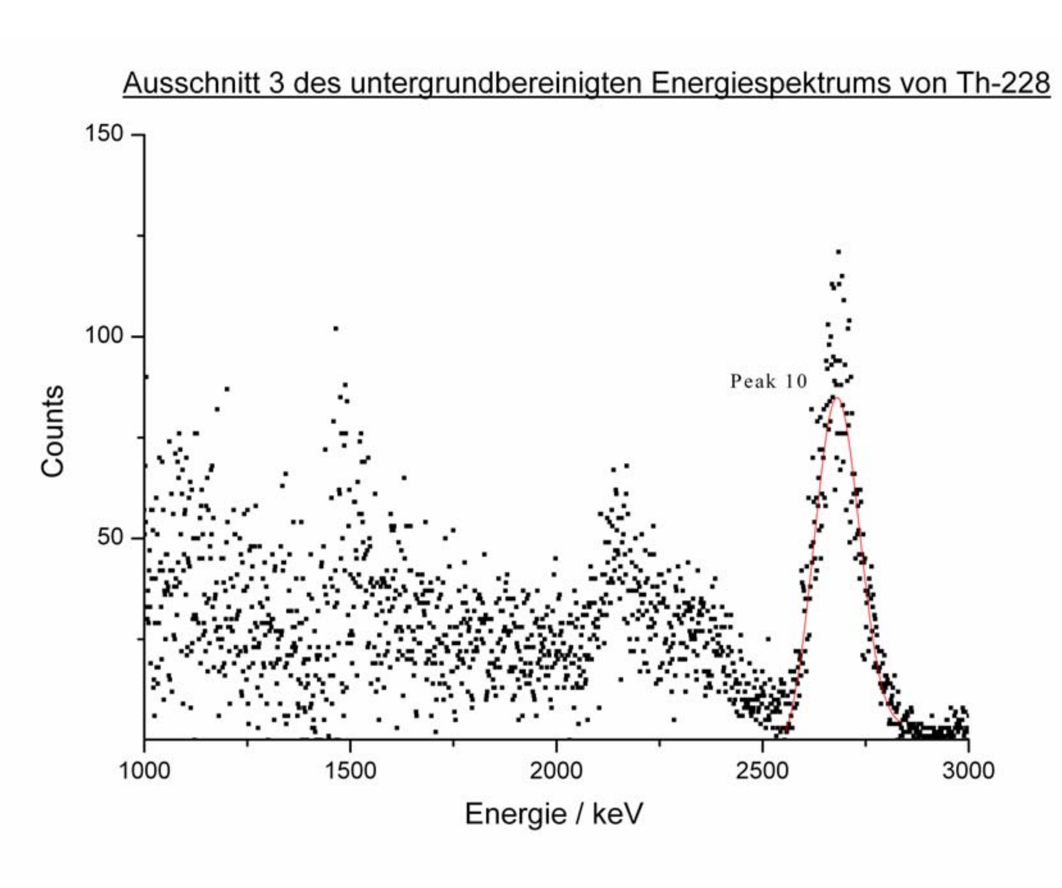


Abbildung 3.36: Ausschnitt 3 des untergrundbereinigten Energiespektrums von Th-228

In Tabelle 3.37 sind die Maxima der Kurvenanpassung zusammengefasst, die Fehler ergeben sich durch Gauß´sche Fehlerfortpflanzung der Energieeichung.

Bezeichnung	Peak 1	Peak 2	Peak 3	Peak 4	Peak 5
Energie E / keV	81,3	150,9	234,9	269,3	305,7
Fehler ΔE/ keV	1,9	2,1	2,5	2,7	2,9

Bezeichnung	Peak 6	Peak 7	Peak 8	Peak 9	Peak 10
Energie E / keV	406,2	510,4	586,8	840,7	2679,9
Fehler ΔE / keV	3,5	4,2	4,8	6,9	34,7

Tabelle 3.37: Energien der Maxima im Thorium-Spektrum

Die folgende Tabelle zeigt die Auswertung des Spektrum und die Zuordnung der Energien. Dies erwies sich als besonders schwierig, da sich kaum unterscheidende Energien nicht mehr getrennt aufgelöst werden können.

	E / keV	ΔE / keV	Zuordnung durch Vergleich mit Literaturwerten (Angabe des Mutterkerns des Zerfalls)
Peak 1	81,3	1,9	^{228}Th (84,4 keV): eindeutige Zuordnung auf Grund der Intensität, Abweichung ~ 1,5 σ
Peak 2	150,9	2,1	^{228}Th (131,6 keV), ^{228}Th (166, 1 keV): Überlagerung beider Peaks, keine Trennung möglich
Peak 3	234,9	2,5	^{228}Th (216,0 keV): systematische Verschiebung zu größeren Energien durch Comptoneffekte der nachfolgenden Peaks
Peak 4	269,3	2,7	^{224}Ra (241,0 keV), ^{212}Pb (238,6 keV): Überlagerung beider Peaks, keine Trennung möglich, systematische Verschiebung zu größeren Energien durch Comptoneffekte der nachfolgenden Peaks
Peak 5	305,7	2,8	^{212}Pb (300,1 keV)
Peak 6	406,2	3,5	^{212}Bi nach ^{208}Tl (453,0 keV): systematische Verschiebung zu kleineren Energien durch Unsicherheit in der Kurvenanpassung durch Asymmetrie (bedingt durch Peak 5)
Peak 7	510,4	4,2	^{208}Tl (510,8 keV)
Peak 8	586,8	4,8	^{208}Tl (583,2 keV), mit geringerer Intensität überlagert von ^{208}Po (570,0 keV)
Peak 9	840,7	6,9	^{212}Po (804,9 keV): großer Fehler bei der Kurvenanpassung
Peak 10	2679,9	34,7	^{208}Tl (2614,5 keV), mit geringerer Intensität überlagert von ^{208}Po (2610,0 keV)

Tabelle 3.38: Zuordnung der Maxima im Thorium-Spektrum

3.6.2.4 Das Impulshöhenspektrums der Untergrundmessung

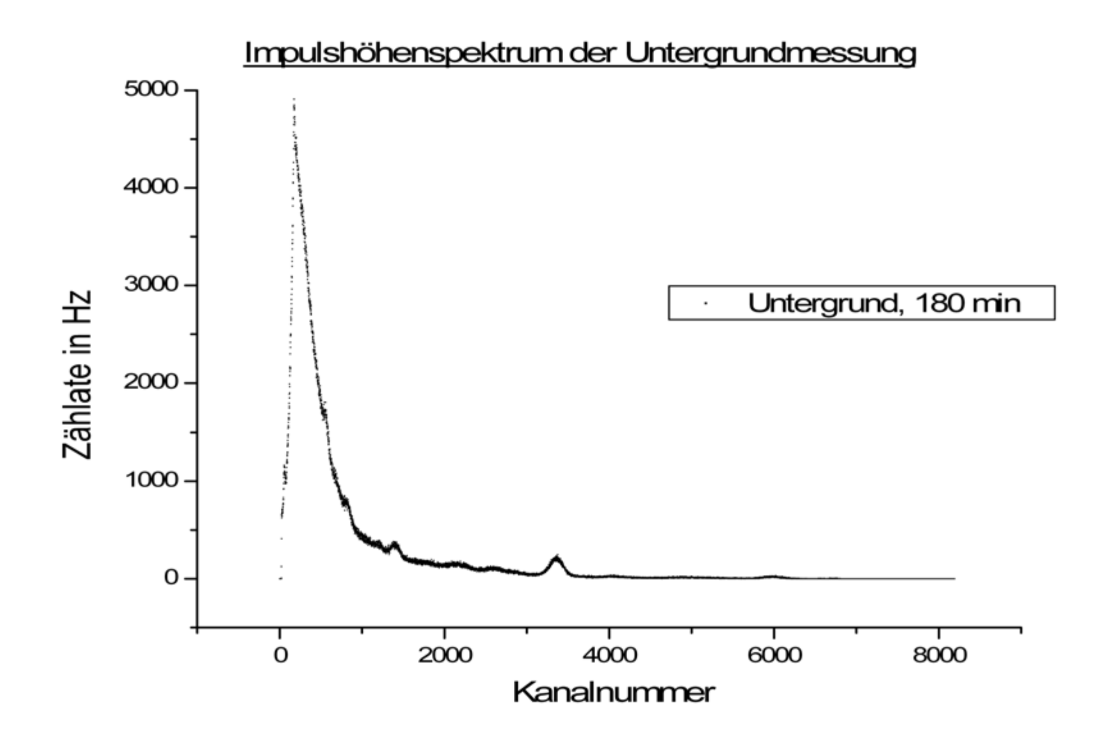


Abbildung 3.39: Impulshöhenspektrum der Untergrundmessung

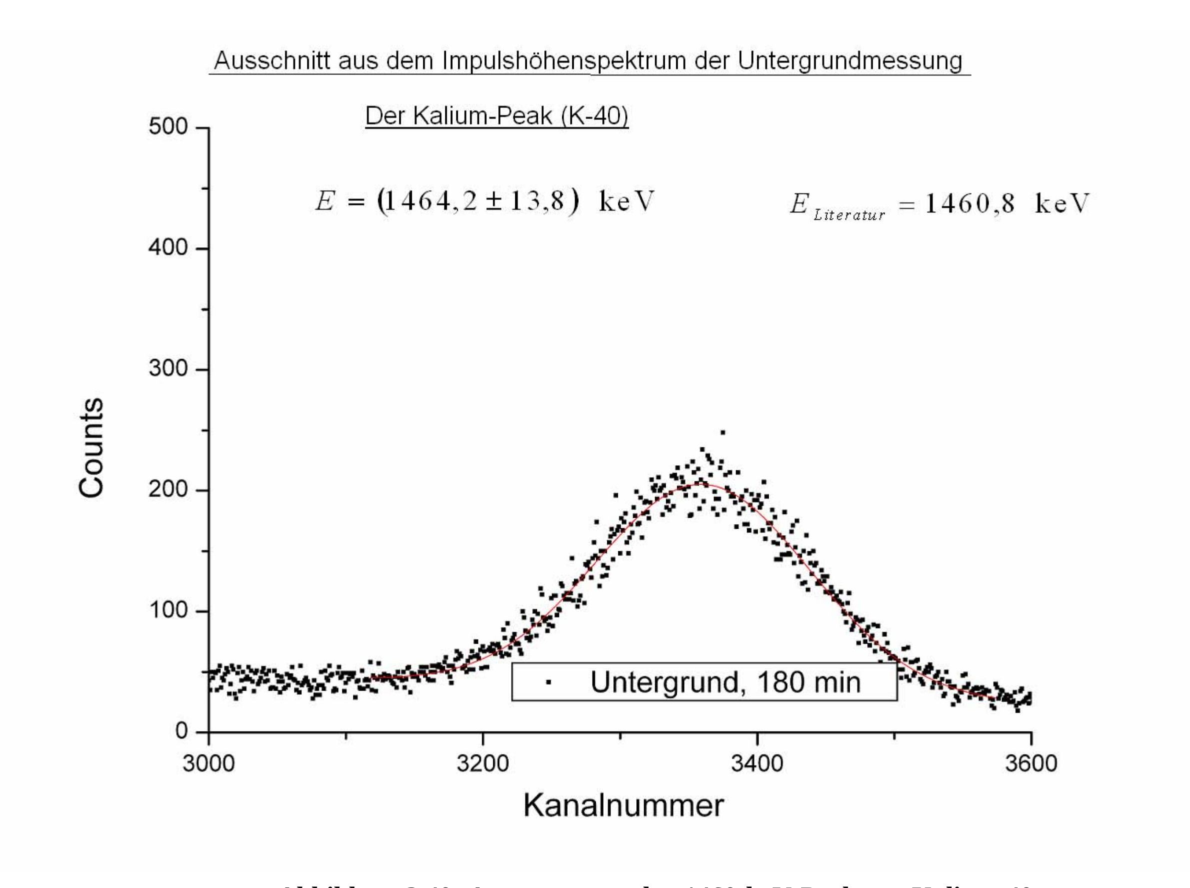


Abbildung 3.40: Anpassung an den 1460-keV-Peak von Kalium-40

3.6.3 Winkelverteilung der ^{22}Na-Vernichtungsphotonen

In Kapitel 1.3.3.2 wurde der β^+-Zerfall diskutiert, bei dem ein Positron emittiert wird, das mit einem Elektron zu den so genannten Vernichtungsphotonen annihiliert. Handelt es sich um zwei γ-Quanten, sind auf Grund der Energie-Impuls-Relation ihre Energie und ihre Richtung eindeutig festgelegt. Sie haben jeweils eine Energie von 511 keV und bewegen sich unter einem Winkel von $\theta = 180°$ relativ zueinander. ^{22}Na ist ein β^+-Strahler, mit dem in diesem Versuchsteil die Winkelverteilung der Vernichtungsphotonen verifiziert werden soll. Dazu wird der Versuch nach dem Blockschaltbild in Abbildung 3.2 in Kapitel 1.1 aufgebaut.
Der Platik-Szintillationszähler kann unter einem Winkel von 90° bis 315° in Schritten von 5° relativ zum ortsfesten NaI-Szintillationszähler bewegt werden.

3.6.3.1 Energieauswahl

Bei Aufnahme der Winkelverteilung der Vernichtungsphotonen sollen nur diejenigen γ-Quanten registriert werden, die eine Energie von 511 keV haben.
Für den Nachweis von γ-Quanten sind anorganische Kristalle vorzuziehen, da sie eine größere mittlere Ordnungszahl $\overline{Z}$ haben und folglich häufiger Photoeffekt stattfindet (vergleiche Kapitel 1.5.2). Im NaI-Szintillationszähler mit einer hohen mittleren Kernladungszahl von $\overline{Z} = 32$ wechselwirken γ-Quanten dieser Energie überwiegend durch Photoeffekt. Folglich ist im Spektrum ein intensiver Photopeak zu erkennen, so dass γ-Quanten mit einer Energie von 511 keV eindeutig ausgewählt werden können. Im Plastik-Szintillationszähler dagegen findet auf Grund einer mittleren Kernladungszahl von $\overline{Z} = 2{,}7$ hauptsächlich Comptoneffekt statt, weshalb in diesem Spektrum kein intensiver Photopeak zu erkennen ist und somit eine Energiezuordnung äußerst schwierig ist.
Als Konsequenz werden in diesem Versuch nur die vom NaI-Szintillationszähler registrierten γ-Quanten energetisch ausgewählt, beim Plastik-Szintillatinszähler beschränkt man sich auf eine Reduzierung des Untergrunds durch eine wenig von Null verschiedene untere Schwelle des Einkanalanalysators. Die Anzahl der Koinzidenzen wird anschließend um die Zahl zufälliger Koinzidenzen reduziert, die energetisch nicht übereinstimmen, aber trotzdem zeitgleich registriert werden.

Die Energieauswahl erfolgt mit Hilfe des energiegeeichten Vielkanalanalysators. Um nur γ-Quanten von 511 keV zu registrieren, wurden die obere und untere Schwelle des EKAs nach dem NaI-Szintillationszähler so gewählt, dass im Spektrum nur Photonen

aus dem schmalen 511-keV-Peak gezählt wurden. Dies entsprach den Einstellungen des „lower levels“ von 1,4 Skalenteilen und des „upper levels“ von 1,6 Skalenteilen.

3.6.3.2 Ausgleich der Zeitverzögerung

Wie in Abschnitt 3.4.2.5 diskutiert wurde, müssen die Impulse, die am Ort der Probe gleichzeitig entstehen, in der Koinzidenzeinheit im Rahmen der Zeitauflösung Δt gleichzeitig registriert werden. Aus besagten Gründen eilt das Signal des Plastik-Szintillationszähler dem des NaI-Szintillationszählers etwa $2\,\mu s$ voraus, diese Zeitverzögerung muss ausgeglichen werden. Dazu stehen Delays an beiden EKAs zur Verfügung, die eine Verzögerung zwischen $0{,}1\,\mu s$ und $1{,}1\,\mu s$ oder zwischen $1{,}1\,\mu s$ und $11\,\mu s$ ermöglichen.
In zwei Schritten wird nun die Verzögerung ausgeglichen, die durch Beobachten beider EKA-Signale am Oszilloskop erfolgt. In einem ersten Schritt der groben Einstellung wurde das Signal des Plastik-Szintillationszählers am EKA um $2{,}8\,\mu s$ verzögert und durch eine feine Korrektur von $0{,}12\,\mu s$ am EKA des NaI-Szintillationszählers konnte die Zeitverzögerung optimiert werden. Die effektive Zeitverzögerung betrug damit $2{,}68\,\mu s$.

3.6.3.3 Winkelverteilung

Die Winkelverteilung wurde zwischen 90° und 315° aufgenommen, dabei wurde in Schritten von 5° mit einer Messzeit von 5 min pro Winkeleinstellung gemessen.
Dabei gemessenen Zählraten sind in Tabelle 3.41 angegeben.

Berücksichtigung zufälliger Koinzidenzen

Wie in Abschnitt 3.6.3.1 erwähnt, wird keine Energieauswahl der γ-Quanten getroffen. Infolgedessen werden zufällige Koinzidenzen registriert, die durch eine Messung bestimmt werden müssen. Solche werden gemessen, indem die Zeitverzögerung der γ-Quanten (vgl. Abschnitt 3.6.3.2) nicht ausgeglichen wird und die registrierten Koinzidenzen folglich zufällig sind.
Bei gleicher Messzeit von 5 min betrug die Anzahl zufälliger Koinzidenzen 28.

Winkel θ / °	Koinzidenzen N	Fehler ΔN	Winkel θ / °	Koinzidenzen N	Fehler ΔN
90	29	5,39	185	358	18,92
95	28	5,29	190	57	7,55
100	22	4,69	195	34	5,83
105	25	5,00	200	26	5,10
110	20	4,47	205	34	5,83
115	26	5,10	210	33	5,74
120	28	5,29	215	31	5,57
125	20	4,47	220	25	5,00
130	20	4,47	225	21	4,58
135	24	4,90	230	22	4,69
140	25	5,00	235	27	5,20
145	21	4,58	240	26	5,10
150	27	5,20	245	25	5,00
155	35	5,92	250	29	5,39
160	35	5,92	255	27	5,20
165	32	5,66	260	26	5,10
170	65	8,06	265	32	5,66
175	360	18,97	270	30	5,48
180	536	23,15	zufällige	28	5,29

Tabelle 3.41: Messung der Koinzidenzen der Na-22-Vernichtungsphotonen

Abbildung 3.42 zeigt die Anzahl der Koinzidenzen in Abhängigkeit des Winkels θ.

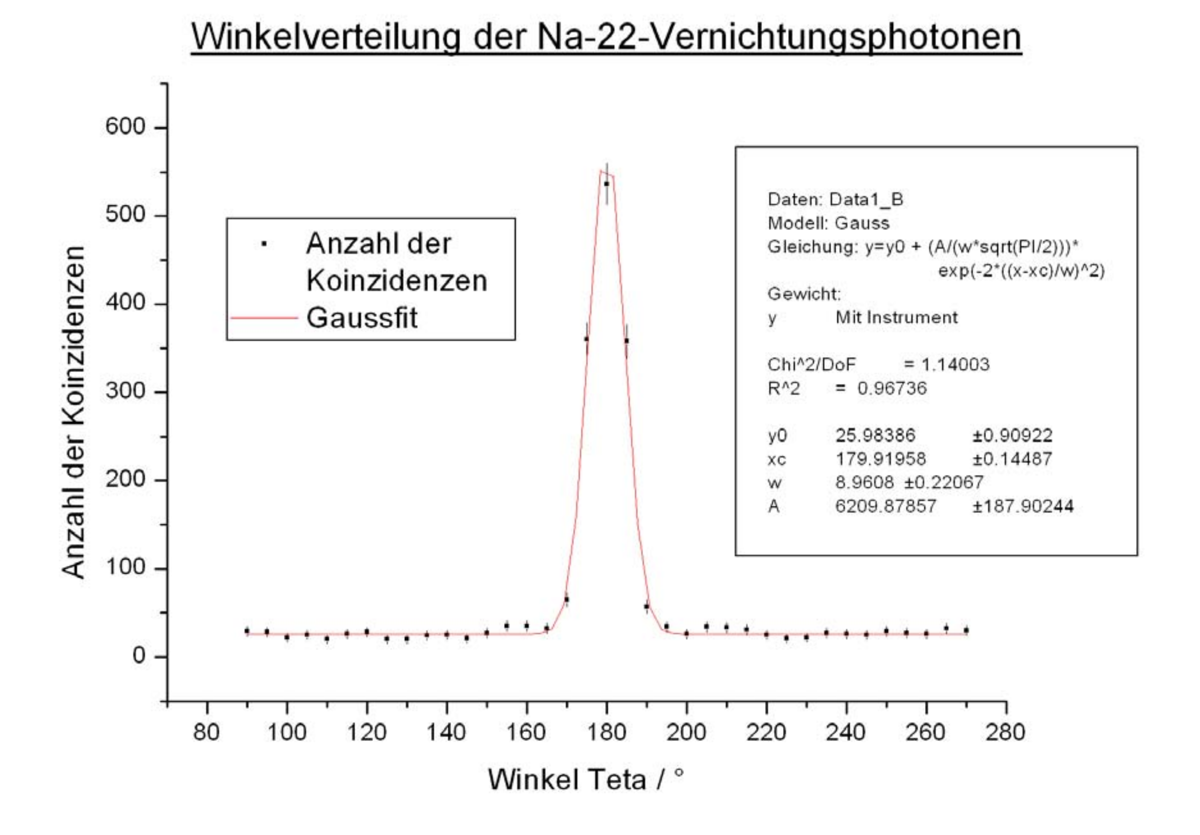


Tabelle 3.42: Winkelverteilung der Na-22-Vernichtungsphotonen

Durch Anpassung einer Gaußverteilung an die Messwerte erhält man als Lage des Maximums den Winkel $\theta = (179{,}92 \pm 0{,}14)^\circ$.

3.6.4 Fehlerdiskussion und Bewertung der Ergebnisse

Das $\chi^2 = 1{,}14$ besagt eine gute Übereinstimmung der Fitfunktion mit den Messwerten. Die Lage des Maximums bei einem Winkel von $\theta = (179{,}92 \pm 0{,}14)^\circ$ stimmt innerhalb des Fehlers sehr gut mit 180° überein und bestätigt damit die theoretische Vorhersage.
Als zufällige Koinzidenzen wurde eine Zahl von $n_{zufällig} = (28 \pm 5)$ gemessen. Ebenfalls in Übereinstimmung mit diesem Messergebnis ergibt die Interpolation einen Wert von $y_0 = n_{zufällig}(Fit) = (25{,}98 \pm 0{,}91)$ und damit eine sehr gute Übereinstimmung innerhalb des Fehlers.
Die Breite des Peaks der Impulsraten wird durch die Breite der Gaußverteilung in der Anpassung an die Messwerte bestimmt zu $w = 8{,}96 \pm 0{,}22$. Sie kommt zustande durch einen Öffnungswinkel $\theta_{Öffnung}$, unter dem vom ortsfesten NaI-Szintillationszähler noch γ-Quanten registriert werden können, wenn sie unter 180° zum zugehörigen Photon emittiert werden. Der Öffnungswinkel $\theta_{Öffnung}$ berechnet sich über den geometrischen Zusammenhang zwischen dem Abstand $d = 24{,}75$ cm der radioaktiven Probe zum Szintillationszähler und seinem Radius $r = 3{,}5$ cm gemäß

$$\frac{1}{2} \cdot \theta_{Öffnung} = \arcsin\left(\frac{r}{d}\right) = \arcsin\left(\frac{3{,}5}{24{,}75}\right) \approx 14^\circ \tag{3.11}$$

Man erwartet also eine Breite des Peaks von etwa 28°. Dieser Wert stimmt sehr gut mit der gemessenen Breite überein.

4 Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit zum Thema Radioaktivität war die Neugestaltung der Versuche „Lange Halbwertszeiten“ und „Szintillationszähler“ im Physikalischen Fortgeschrittenen-Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg. Im Rahmen der Versuche wird ein Einblick gegeben in die Messung von Radioaktivität, wobei mit α-, β- und γ-Strahlung alle drei Strahlungsarten untersucht werden.
Im Versuch „Lange Halbwertszeiten“ werden die Aktivitäten des reinen α-Strahlers Samarium und des reinen β-Strahlers Kalium unter Verwendung zweier verschiedener Messmethoden bestimmt. Aus der umgekehrten Proportionalität zur Halbwertszeit ist es möglich, die Halbwertszeiten zu bestimmen. Auf Grund der Neugestaltung des Versuchs, insbesondere der Signalverarbeitung mit Hilfe von NIM-Elektronik, stimmen die gemessenen Halbwertszeiten im Rahmen der Fehler sehr gut mit den Literaturwerten überein. Diese Tatsache stellt eine erhebliche Verbesserung des Versuchs gegenüber dem Ausgangszustand dar. Eine wichtige konzeptionelle Veränderung ist der Einsatz eines LabVIEW-Messprogramms. LabVIEW ist eine Programmiersprache mit grafischem Quellcode und findet vielseitige Anwendung im Rahmen automatisierter Messungen. Die Studierenden erhalten durch Erstellen eines eigenen Messprogramms einen Einblick in die Programmierung in LabVIEW.
Im Versuch „Szintillationszähler“ wird γ-Strahlung analysiert. Dazu wird ein Impulshöhenspektrum von Thorium aufgezeichnet und analysiert. Die Energieeichung des verwendeten Vielkanalanalysators erfolgt durch Linien bekannter Energie der Präparate Natrium, Kobalt und Europium. Eine wichtige Neuerung stellt die intensive Analyse der Ausgangssignale der verwendeten NIM-Elektronik dar. Dabei werden die Signalverläufe dargestellt und elektronisch bedingte Zeitverzögerungen bestimmt. Abschließend wird die Winkelverteilung der 511-keV-Vernichtungsphotonen des β^+-Strahlers ^{22}Na gemessen und die Emission unter 180° verifiziert. Durch die Erweiterung der Kreisbahn des beweglichen Szintillationszählers von 180° auf 270° kann die Winkelverteilung symmetrisch zwischen 90° und 270° aufgenommen werden, die eine Bestätigung der Theorie ermöglicht.
Im Rahmen dieser Arbeit konnten technische Probleme gelöst werden, die die Durchführung der Versuche im Fortgeschrittenen-Praktikum erschwerten oder sogar verhinderten. Durch die neuen Konzepte ist zudem ein großer Fortschritt gegenüber dem Ausgangszustand der Versuche erreicht worden.

Anhang

A.1 Kurzanleitung zum Erstellen eines Messprogramms in LabVIEW

Die vorliegende Kurzanleitung enthält die Voraussetzungen und die grundlegenden Kenntnisse zum Programmieren in LabVIEW, die für den Versuch „Lange Halbwertszeiten“ erforderlich sind. Sie basiert auf dem deutschsprachigen Benutzerhandbuch von LabVIEW [14] zur Vollversion LabVIEW 7.0, aus der Textauszüge und Abbildungen übernommen wurden.
Mit Hilfe dieser Kurzanleitung wird es den Studenten ermöglicht, auch ohne Vorkenntnisse des Programmierens in LAbVIEW das Versuchsziel in der vorgesehenen Zeit erfüllen zu können.

Kapitel 1 „Virtuelle Instrumente“ und Kapitel 2 „LabVIEW Umgebung“ geben eine allgemeine Einleitung in den Aufbau und die Struktur von LabVIEW. Kapitel 3 „Erstellen des Frontpanels“ und Kapitel 4 „Erstellen des Blockdiagramms“ führen die wesentlichen Kenntnisse zur Anfertigung der Benutzeroberflächen auf. In den übrigen Kapiteln 5 bis 9 werden konkrete Programmstrukturen sowie das Verarbeiten, Darstellen und Speichern von Daten diskutiert.

Bei weiteren Fragen wird auf das genannte Benutzerhandbuch [14] verwiesen.

Kapitel 1: Virtuelle Instrumente

Die LabVIEW-Programme werden als virtuelle Instrumente (VIs) bezeichnet, da mit Erscheinungsbild und Funktion physische Instrumente wie beispielsweise Oszilloskope und Multimeter nachgebildet werden können. Jedes VI arbeitet mit Funktionen, die Eingaben von der Benutzeroberfläche oder aus anderen Quellen verarbeiten. Diese Informationen können dann angezeigt werden oder in andere Dateien oder auf andere Computer verschoben werden.

Ein VI enthält drei Komponenten:
Das Frontpanel, das Blockdiagramm und das Symbol- und Anschlussfeld.

Frontpanel
Das Frontpanel ist die Benutzeroberfläche des VIs. Abbildung A.1 zeigt ein Beispiel für ein Frontpanel des Versuchs „Lange Halbwertszeiten“:

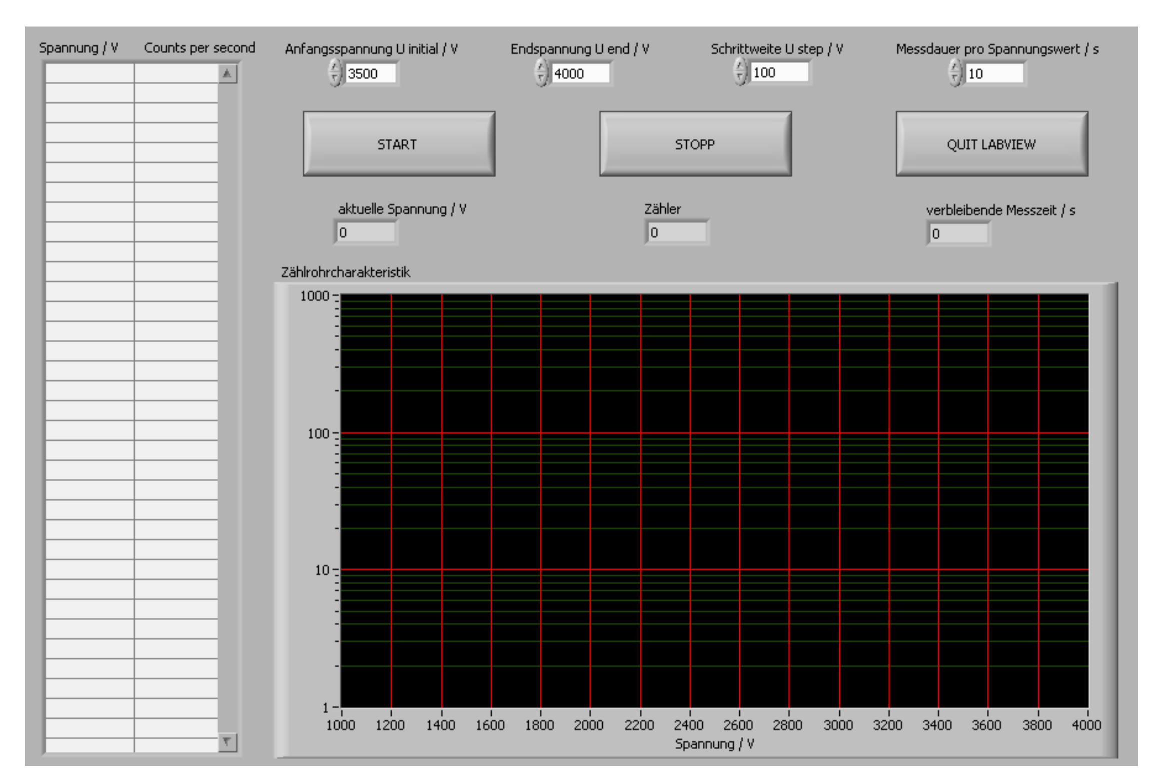


Abbildung A.1: Beispiel eines Frontpanels zum Versuch „Lange Halbwertszeiten“

Das Frontpanel wird mit Bedien- und Anzeigeelementen erstellt, welche die interaktiven Ein- bzw. Ausgabeanschlüsse des VIs darstellen. Bedienelemente sind Knöpfe, Drehregler und andere Eingabeelemente, mit denen Eingabegeräte simuliert und Daten an das Blockdiagramm des VIs übergeben werden. Anzeigeelemente sind

Graphen, LEDs und sonstige Anzeigen, mit denen Ausgabegeräte nachgeahmt und die Daten angezeigt werden, die vom Blockdiagramm erfasst oder erzeugt werden.

Blockdiagramm

Nach der Erstellung des Frontpanel können mit Hilfe grafisch dargestellter Funktionen Code hinzugefügt werden, um die Frontpanel-Objekte zu steuern. Das Blockdiagramm enthält dann diesen grafischen Quellcode. Frontpanel-Objekte werden im Blockdiagramm als Anschluss-Terminals dargestellt. In Abbildung A.2 ist ein einfaches Blockdiagramm und das dazugehörige Frontpanel dargestellt.

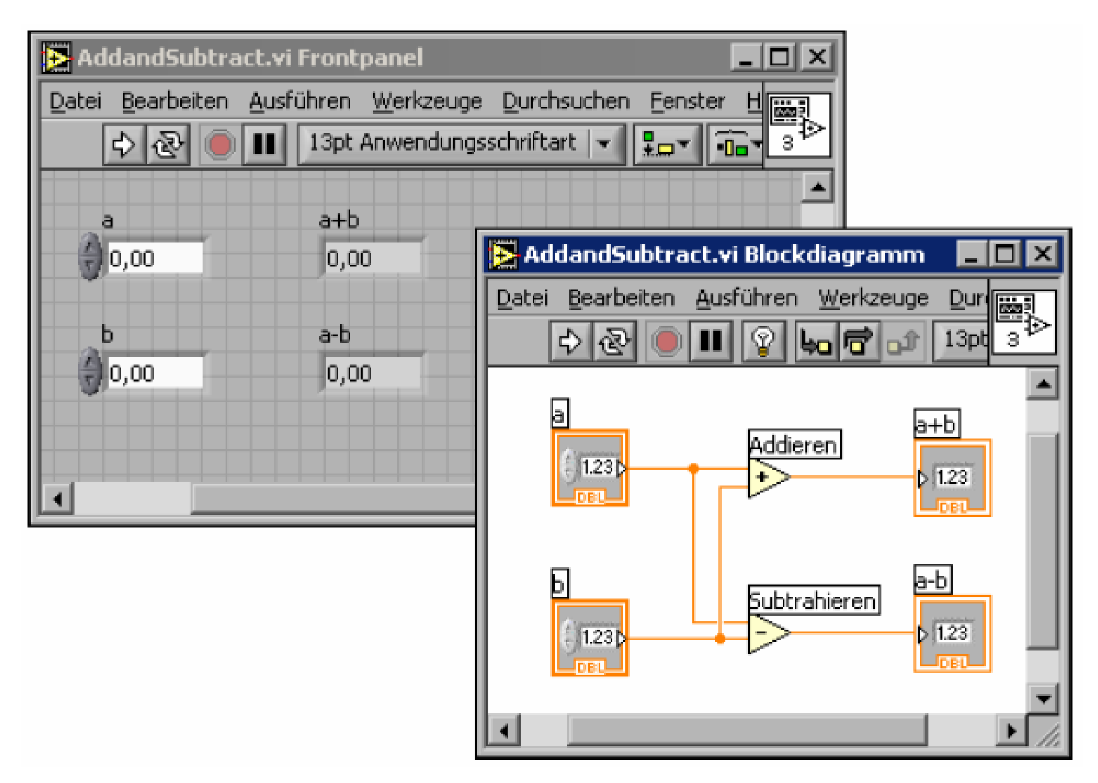


Abbildung A.2: Einfaches Beispiel eines Blockdiagramms und des dazugehörigen Frontpanels

Symbol- und Anschlussfeld

Zu jedem VI gehört ein Symbolfeld, das in der rechten oberen Ecke des Frontpanels und des Blockdiagramms angezeigt wird. Es dient zur grafischen Darstellung eines VIs und dient als knappe Beschreibung des vorliegenden VIs. Es lässt sich zudem als Anschlussfeld darstellen, in dem die Eingänge und Ausgänge definiert werden, die mit dem VI verbunden werden sollen. Es werden Verbindungen definiert, indem jedem Anschluss im Anschlussfeld ein Bedien- oder Anzeigeelement auf dem Frontpanel zugewiesen wird. Durch Verbinden der Anschlüsse kann das vorliegende VI als SubVI (Unterprogramm) eingesetzt werden.

Anschlüsse, Funktionen und Verbindungen

Anschlüsse

Die Symbole der Anschlüsse verweisen auf den Datentyp des Bedien- oder Anzeigeelements. Die Elemente des Frontpanels können so konfiguriert werden, dass sie im Blockdiagramm entweder als Symbol oder als Anschluss eines bestimmten Datentyps dargestellt werden. So wird zum Beispiel mit einem Drehknopfsymbol ein auf dem Blockdiagramm befindlicher Drehknopf dargestellt (Abbildung A.3b). Das "DBL" am unteren Rand zeigt den Datentyp an und bedeutet, dass dieses Element arbeitet mit Fließkommazahlen mit doppelter Genauigkeit.
Dagegen ist bei Darstellung als DBL-Symbol (Abbildung A.3c) nur ersichtlich, dass es sich um ein numerisches Bedien- oder Anzeigeelement handelt, das diesen Datentyp verwendet.

Abbildung A.3: Darstellung eines Drehknopfsymbols
a) auf dem Frontpanel
b) als Drehknopf auf dem Blockdiagramm
c) als Datentypsymbol

Anschlüsse sind Eingangs- und Ausgangsports, über die Informationen zwischen dem Frontpanel und dem Blockdiagramm ausgetauscht werden. Daten, die über die Bedienelemente des Frontpanels eingegeben werden, werden über die Bedienelement-terminals an das Blockdiagramm übergeben (Abbildung A.2). Anschließend passieren sie die Additions- und Subtraktionsfunktionen. Wenn die Additions- und Subtraktionsfunktionen die internen Berechnungen abgeschlossen haben, werden neue Datenwerte erstellt. Diese fließen zu den Anzeigeelementanschlüssen, wo sie das Blockdiagramm verlassen, um erneut an das Frontpanel übergeben und dort angezeigt zu werden.

Beziehung zwischen Frontpanelobjekten und Blockdiagrammanschlüssen

Frontpanelobjekte werden im Blockdiagramm als Anschlüsse dargestellt. Wenn man wissen möchte, für welches Frontpanelelement ein bestimmtes Blockdiagrammobjekt steht, klickt man dieses doppelt an. Das entsprechende Element wird dann im Frontpanel hervorgehoben.

Knoten

Knoten sind Objekte im Blockdiagramm, die über Eingänge und/oder Ausgänge verfügen und Funktionen in einem laufenden VI ausführen. Knoten wie z.B. Additions- und Subtraktionsfunktionen in Abbildung A.2 entsprechen Anweisungen, Operatoren, Funktionen und Subroutinen in textbasierten Programmiersprachen.

Verbindungen

Sie übertragen die Daten über Verbindungsleitungen zwischen den Blockdiagrammobjekten. (In Abbildung A.2 werden die als Bedien- und Anzeigeelemente fungierenden DBL-Anschlüsse über Verbindungsleitungen mit den Additions- und Subtraktionsfunktionen verbunden.) Jede Verbindung verfügt über eine einzige Datenquelle, die sie jedoch mit mehreren Daten lesenden VIs und Funktionen verbinden können. Verbindungen weisen in Abhängigkeit ihres Datentyps unterschiedliche Farben, Stile und Stärken auf. Eine unterbrochene Verbindung wird als eine gestrichelte schwarze Linie mit einem roten X in der Mitte dargestellt.

Strukturen

Strukturen sind grafische Darstellungen der Schleifen und Case-Anweisungen in textbasierten Programmiersprachen. Man verwendet Strukturen im Blockdiagramm, um Codeblöcke zu wiederholen und Code bedingungsabhängig oder in einer bestimmten Reihenfolge auszuführen (siehe Kapitel 6).

Kapitel 2: Die LabVIEW Umgebung

Zum Erstellen der Frontpanels und Blockdiagramme von VIs stehen Paletten, Werkzeuge und Menüs von LabVIEW zur Verfügung.

Elementepalette

Die Palette „Elemente“ steht nur auf dem Frontpanel zur Verfügung. Sie enthält die Bedien- und Anzeigeelemente zur Erstellung der Benutzeroberfläche eines VIs. Je nach ausgewählter Palettenansicht können unterschiedliche Bedien- und Anzeigeelemente zu sehen sein (Abbildung A.4).

Die Elementepalette kann entweder durch Klicken auf „Fenster » Elementepalette“ oder mit der rechten Maustaste auf dem Arbeitsbereich des Frontpanels angezeigt und beliebig auf dem Bildschirm verschoben werden. Die aktuelle Position der Palette wird beim Schließen von LabVIEW gespeichert, so dass sie beim nächsten Start wieder an derselben Stelle angezeigt wird.

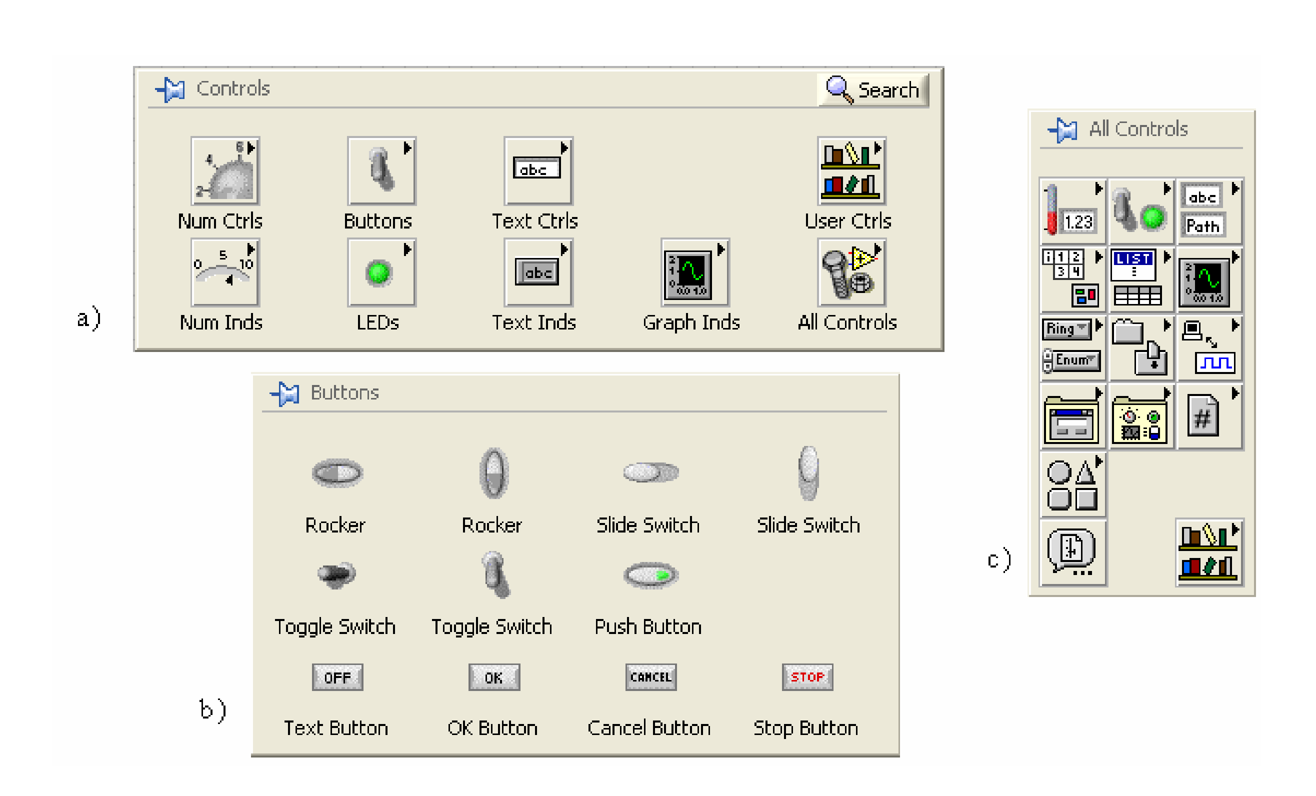


Abbildung A.4: a) die Elementepalette des Frontpanels
b) die Unterpalette „Buttons“
c) die vollständige Unterpalette „All Controls“

Funktionenpalette

Die Palette „Funktionen“ ist nur im Blockdiagramm verfügbar. Sie enthält die VIs und Funktionen zur Erstellung des Blockdiagramms. Diese sind ebenfalls je nach Typ in verschiedene Unterpaletten aufgeteilt. Es können verschiedene Ansichten gewählt werden, um unterschiedliche Bedien- und Anzeigeelemente darzustellen. Die Funktionenpalette kann durch Klicken auf „Fenster » Funktionenpalette“ oder mit der rechten Maustaste in den Arbeitsbereich des Blockdiagramms ausgewählt werden. Sie kann ebenfalls beliebig auf dem Bildschirm verschoben werden, die aktuelle Position der Palette wird auch hier beim Schließen von LabVIEW gespeichert.

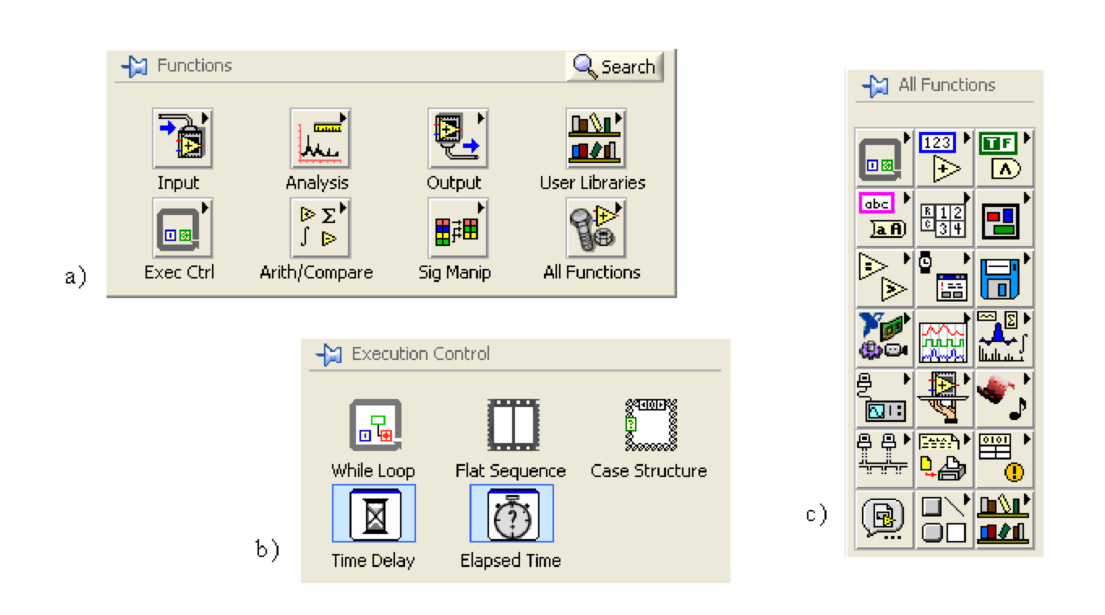


Abbildung A.5: a) die Funktionenpalette des Frontpanels
b) die Unterpalette „Execution Control“
c) die vollständige Unterpalette „All Functions“

Symbolleiste

Verwenden Sie die Schaltflächen der Symbolleiste, um ein VI auszuführen oder zu bearbeiten.

Kontexthilfe-Fenster

Wenn der Cursor über ein LabVIEW-Objekt bewegt wird, werden im Fenster der Kontexthilfe die wichtigsten Informationen hierzu angezeigt. Das gilt für VIs, Funktionen, Konstanten, Strukturen, Paletten, Eigenschaften, Methoden, Ereignissen und Komponenten von Dialogfeldern verfügbar. Die Kontexthilfe nützt auch beim Verdrahten von VIs oder Funktionen, eng beieinander liegende Anschlüsse voneinander zu unterscheiden.

Kapitel 3: Erstellen des Frontpanels

In der Regel sollten zuerst die Ein- und Ausgabeelementen auf dem Frontpanel positioniert werden, um ihnen dann im Blockdiagramm Funktionen zuzuweisen.

Konfiguration von Frontpanel-Objekten

Darstellungsart und Funktionsmerkmale von Frontpanel-Objekten können entweder über das Dialogfeld “Eigenschaften” oder über die Kontextmenüs des Frontpanels eingestellt werden. Das Dialogfenster “Eigenschaften” bietet die Möglichkeit, zu einem Bedien- oder Anzeigeelement mehrere Einstellungen auf einmal vorzunehmen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass zu diesem Dialogfeld auch eine Kontext-Hilfe verfügbar ist. Kontextmenüs bieten sich dagegen zur schnellen Konfiguration einzelner Eigenschaften von Bedien- und Anzeigeelementen an. Grundsätzlich gilt, dass durch Änderungen, die über Kontextmenüs vorgenommen wurden, die entsprechenden Einstellungen im Dialogfeld überschrieben werden.
Durch Anklicken des Objekts auf dem Frontpanel mit der rechten Maustaste und der Wahl „Eigenschaften“ kann zu einem bestimmten Objekt das Dialogfenster “Eigenschaften” aufgerufen werden. Das gilt jedoch nur, wenn sich das VI im Bearbeitungsmodus befindet, während der Ausführung eines VIs sind diese Einstellungen nicht möglich.

Umwandlung von Bedien- in Anzeigeelemente und umgekehrt

Es gibt auch die Möglichkeit, ein Bedien- in ein Anzeigeelement umzuwandeln und umgekehrt. Dazu klickt man ein Objekt mit der rechten Maustaste an und wählt aus dem Kontextmenü die entsprechende Option.

Numerische Bedien- und Anzeigeelemente

Mit numerischen Bedien- und Anzeigeelementen lassen sich numerische Daten am einfachsten ein- und ausgeben. Die Größe kann horizontal geändert werden, um weitere Stellen anzuzeigen.
Der Wert eines numerischen Bedienelements oder einer numerischen Anzeige kann wie folgt geändert werden:

- Verwenden Sie das Bedienwerkzeug oder das Beschriftungswerkzeug, klicken Sie hiermit in das Fenster der numerischen Anzeige und geben Sie die Werte über die Tastatur ein.
- Platzieren Sie den Cursor mit Hilfe des Bedien- oder Beschriftungswerkzeugs rechts neben die zu ändernde Ziffer, und drücken Sie dann die Taste “Nach oben” oder “Nach unten”.

Festlegen des numerischen Formats

Per Voreinstellung erfolgt die Anzeige und Speicherung von Zahlen in LabVIEW wie in einem Taschenrechner. Das heißt, mit einem numerischen Bedien- bzw. Anzeigeelement können maximal sechs Stellen angezeigt werden. Wenn diese Anzahl überschritten wird, erfolgt eine automatische Umschaltung in die Exponentialdarstellung. Die Einstellung, ab wie vielen Stellen die Exponentialschreibweise verwendet werden soll, kann jedoch auch verändert werden. Dazu klickt man im Dialogfeld Eigenschaften numerischer Elemente auf die Registerkarte „Format und Genauigkeit". Die ausgewählte Genauigkeit wirkt sich allerdings auf die Anzeige des Wertes aus. Die interne Genauigkeit richtet sich weiterhin nach dem Datentyp.

Tasten, Schalter und LEDs

Die booleschen Bedien- und Anzeigeelemente umfassen Nachbildungen von Tastern, Schaltern und LEDs. Sie dienen zur Eingabe bzw. Anzeige boolescher Werte (TRUE/FALSE). Wenn beispielsweise die Temperatur eines Experiments überwacht werden soll, kann man eine boolesche Warnleuchte auf das Frontpanel platzieren, um anzuzeigen, wann die Temperatur ein bestimmtes Niveau übersteigt. Über das Kontextmenü kann man das Erscheinungsbild eines booleschen Objekts den Bedürfnissen anpassen und festlegen, wie sich das Objekt verhalten soll, wenn es angeklickt wird.

Beschriftungen

Es empfiehlt sich, Beschriftungen zu verwenden, um Objekte auf dem Frontpanel und im Blockdiagramm zu kennzeichnen. In LabVIEW gibt es zwei Arten von Beschriftungen: mit Objekten verknüpfte und freie Beschriftungen. Verknüpfte Beschriftungen gehören zu einem speziellen Objekt, werden mit diesem verschoben und kennzeichnen nur dieses Objekt. Man kann eine verknüpfte Beschriftung zwar unabhängig verschieben, wenn man jedoch das mit der Beschriftung verknüpfte Objekt verschiebt, wird die Beschriftung zusammen mit dem Objekt verschoben. Verknüpfte Beschriftungen können ausgeblendet werden. Jedoch ist es nicht möglich, sie unabhängig vom zugehörigen Objekt zu kopieren oder zu löschen. Freie Beschriftungen sind nicht objektgebunden. Sie können unabhängig erstellt, verschoben, gedreht oder gelöscht werden. Freie Beschriftungen bieten sich daher zum Beispiel für Anmerkungen in Frontpanels und Blockdiagrammen an. Daneben eignen sie sich auch zur Dokumentation von Programmabschnitten im Blockdiagramm oder für Benutzeranweisungen auf dem Frontpanel.

Kapitel 4: Erstellen des Blockdiagramms

Nachdem das Frontpanel erstellt wurde, kann mit Hilfe grafisch dargestellter Funktionen Code hinzugefügt werden, um die Frontpanelobjekte zu steuern. Dieser grafische Quellcode ist im Blockdiagramm enthalten.

Datentypen für Bedien- und Anzeigeelemente

Tabelle A.6 enthält eine Auswahl von Symbolen für die unterschiedlichen Anschlusstypen bei Bedien- und Anzeigeelementen. Die Farbe und das Symbol des jeweiligen Anschlusses repräsentieren den Datentyp des Bedien- bzw. Anzeigeelements. Bedienelementanschlüsse weisen einen breiteren Rahmen als Anzeigeelementanschlüsse auf. Außerdem wird bei den Anschlüssen der Frontpanel-Elemente durch schwarze Pfeile angezeigt, ob es sich um ein Bedien- oder Anzeigeelement handelt. Befindet sich der Pfeil auf der rechten Seite des Anschlusses, handelt es sich um ein Bedien-, sonst um ein Anzeigeelement.

Bedien-element	Anzeige-element	Datentyp	Farbe	Standard werte
SGL	SGL	Fließkommazahl mit einfacher Genauigkeit	orange	0.0
DBL	DBL	Fließkommazahl mit doppelter Genauigkeit	orange	0.0
EXT	EXT	Fließkommazahl mit erweiterter Genauigkeit	orange	0.0
CSG	CSG	komplexe Fließkommazahl mit einfacher Genauigkeit	orange	0,0 + i0,0
CDB	CDB	komplexe Fließkommazahl mit doppelter Genauigkeit	orange	0,0 + i0,0
CXT	CXT	komplexe Fließkommazahl mit erweiterter Genauigkeit	orange	0,0 + i0,0
I8	I8	8-Bit-Ganzzahl mit Vorzeichen	blau	0
I16	I16	16-Bit-Ganzzahl mit Vorzeichen	blau	0
I32	I32	32-Bit-Ganzzahl mit Vorzeichen	blau	0
U8	U8	8-Bit-Ganzzahl ohne Vorzeichen	blau	0
U16	U16	16-Bit-Ganzzahl ohne Vorzeichen	blau	0
U32	U32	32-Bit-Ganzzahl ohne Vorzeichen	blau	0
TF	TF	boolesch	grün	FALSE
abc	abc	String	rosa	leerer String
[ ]	[ ]	Array—der Datentyp der Elemente wird in eckige Klammern eingeschlossen, und die Farbe des Datentyps wird übernommen.	unter-schiedlich	—

Abbildung A.6: Anschlüsse von Bedien- und Anzeigeelementen

Knoten

LabVIEW umfasst die folgenden Arten von Knoten:

- Funktionen: Integrierte Ausführungselemente, die mit einem Operator, einer Funktion oder einer Anweisung vergleichbar sind
- SubVIs: VIs, die in einem Blockdiagramm von einem anderen VI verwendet werden, vergleichbar mit Unterprogrammen
- Strukturen: Prozesssteuerungselemente wie beispielsweise Sequenzstrukturen, Case-Strukturen, For- oder While-Schleifen
- Formelknoten: In der Größe veränderbare Strukturen, mit denen Gleichungen direkt in ein Blockdiagramm eingegeben werden können

Überblick über Funktionen

Funktionen sind die grundlegenden Betriebselemente von LabVIEW. Die Elemente der Funktionen-Palette (mit einem hellgelben Hintergrund und einem schwarzen Vordergrund) sind die Symbole der Basisfunktionen. Funktionen verfügen nicht über Frontpanels oder Blockdiagramme, weisen jedoch Anschlussfelder auf. Sie können weder geöffnet noch bearbeitet werden. Die Palette „Funktionen“ beinhaltet auch die VIs, die zum Lieferumfang von LabVIEW gehören. Man kann diese VIs als SubVIs verwenden, wenn man VIs für die Datenerfassung, die Instrumentensteuerung, die Kommunikation oder andere VIs erstellt.

Numerische Funktionen

Mit den numerischen Funktionen können arithmetische, trigonometrische, logarithmische und komplexe mathematische Operationen durchgeführt und Zahlen in andere Datentypen konvertiert werden.

Boolesche Funktionen

Mit Hilfe der booleschen Funktionen können logische Operationen für einzelne boolesche Werte oder Arrays mit booleschen Werten durchgeführt werden:

- Ändern eines Wertes von TRUE zu FALSE und umgekehrt
- Umwandeln eines booleschen Wertes in eine Zahl (entweder 1 oder 0).

Array-Funktionen

Mit den Array-Funktionen können Arrays erstellt und verändert werden, zum Beispiel durch folgende Operationen:

- Extrahieren von einzelnen Datenelementen aus einem Array
- Hinzufügen von einzelnen Datenelementen zu einem Array
- Teilen von Arrays

Vergleichsfunktionen

Die Vergleichsfunktionen eignen sich sowohl zum Vergleichen von booleschen Werten als auch von Strings, numerischen Werten, Arrays und Clustern.

Zeit- und Dialogfunktionen

Mit den Zeit- und Dialogfunktionen sind folgende Operationen möglich:

- Manipulieren der Geschwindigkeit, mit der eine Operation ausgeführt wird
- Abrufen von Uhrzeit und Datum der systemeigenen Uhr
- Erstellen von Dialogfeldern für Anweisungen an den Benutzer

Datei-I/O-Funktionen

Mit den Datei-I/O-Funktionen sind folgende Operationen möglich:

- Öffnen und Schließen von Dateien
- Lesen aus und Schreiben in Dateien
- Schreiben von Strings, Zahlen, Arrays und Clustern in Dateien

Die Palette „Datei-I/O“ enthält auch VIs zum Ausführen von häufig anstehenden Datei-I/O-Aufgaben.

Signalverlaufsfunktionen

Mit den Signalverlaufsfunktionen sind folgende Operationen möglich:

- Erstellen von Signalverläufen, die Datenwerte sowie Informationen über Kanäle und Timing enthalten
- Extrahieren von einzelnen Datenelementen aus einem Signalverlauf
- Bearbeiten von einzelnen Datenelementen aus einem Signalverlauf

Hinzufügen von Anschlüssen zu Blockdiagrammfunktionen

Bei einigen Funktionen kann die Anzahl der Anschlüsse verändert werden. Wenn Sie beispielsweise ein Array mit zehn Elementen erstellen möchten, müssen Sie der Funktion “Array erstellen” zehn Anschlüsse hinzufügen. Um erweiterbaren VIs Anschlüsse hinzuzufügen, zieht man die Funktion mit dem Positionierwerkzeug nach oben oder unten. Mit dem Positionierwerkzeug lassen sich Anschlüsse auch wieder entfernen. Dazu dürfen sie jedoch nicht verbunden sein, andernfalls muss zuerst die vorhandene Verbindung zuerst gelöscht werden. Man kann Anschlüsse ebenso hinzufügen oder entfernen, indem man mit der rechten Maustaste auf einen der Anschlüsse der Funktion klickt und dann aus dem Kontextmenü „Eingang hinzufügen“, „Ausgang hinzufügen“, „Eingang entfernen“ oder „Ausgang entfernen“ wählt. Abhängig von der Funktion können dann Anschlüsse für Eingänge oder Ausgänge hinzugefügt werden. Mit dem Menüelement „Eingang hinzufügen“ und

„Ausgang hinzufügen“ wird ein Anschluss unmittelbar an den Anschluss angefügt, auf den man mit der rechten Maustaste geklickt hat. Wenn über das Kontextmenü ein bereits verbundener Anschluss entfernt wurde, wird der Anschluss gelöscht und die Verbindung getrennt.

Verbindung von Blockdiagrammobjekten

Die Datenübertragung zwischen den Blockdiagrammobjekten erfolgt über Verbindungsleitungen. Jede Verbindung besteht aus einer einzigen Datenquelle, die mit einer oder mehreren VIs oder Funktionen verbunden werden kann. Hierbei müssen alle notwendigen Anschlüsse verbunden werden. Ansonsten ist das VI nicht ausführbar. Die Anschlüsse, die verbunden werden müssen, um die Funktionstüchtigkeit eines Knotens zu gewährleisten, können über die Kontext-Hilfe eingesehen werden. Die entsprechenden Beschriftungen sind darin fett gedruckt. Je nach Datentyp haben die Verbindungen unterschiedliche Farben, Formate und Linienstärken. Verbindungsstümpfe sind die abgeschnittenen Leitungen, die an einem unverbundenen VI- oder Funktionssymbol angezeigt werden, wenn man das Verbindungswerkzeug über das Symbol bewegt. Sie zeigen den Datentyp des jeweiligen Anschlusses an. Darüber hinaus erscheint auch ein Hinweisstreifen mit dem Namen des Anschlusses. Ist der Anschluss bereits verbunden, erscheint der Verbindungsstumpf für diesen Anschluss nicht mehr, wenn man das Verbindungswerkzeug über die Funktion bewegt. Ein Verbindungssegment ist ein einziges, horizontal oder vertikal verlegtes Verbindungsstück. An der Stelle, an der zwei Segmente verbunden werden, entsteht eine Abzweigung. Der Punkt, an dem zwei oder mehr Verbindungssegmente zusammenlaufen, wird als Knotenpunkt bezeichnet. Ein Verbindungszweig enthält alle Verbindungssegmente von Knotenpunkt zu Knotenpunkt, von Anschluss zu Knotenpunkt oder von Anschluss zu Anschluss, wenn sich keine Knotenpunkte dazwischen befinden.

Manuelles Verbinden von Objekten

Man verwendet das Verbindungswerkzeug, um Anschlüsse an einem Blockdiagrammknoten mit den Anschlüssen an einem anderen Blockdiagrammknoten zu verbinden. Die Cursorspitze des Werkzeugs ist die Spitze der abgewickelten Leitungsspule. Wenn Sie das Verbindungswerkzeug über einen Anschluss bewegen, blinkt dieser. Bei Anschlüssen von VIs oder Funktionen erscheint daneben auch ein Hinweisstreifen mit dem Namen des Anschlusses. Wenn man zwei inkompatible Anschlüsse miteinander verbinden will, erscheint am Verbindungswerkzeug ein Warnzeichen. Die fehlerhafte Verbindung kann zwar dennoch erstellt, muss jedoch vor Ausführung des VIs entfernt werden, damit es funktionstüchtig ist.

Erstellen von Verbindungen

Beim Verdrahten sucht LabVIEW automatisch nach einem günstigen Verbindungsweg. So werden Verbindungen zum Beispiel um vorhandene Objekte wie Schleifen oder Strukturen herumgelegt. Außerdem werden alle Verbindungen soweit wie möglich begradigt, also optimiert. Dabei wird nach Möglichkeit so verfahren, dass alle Verbindungen aus Bedienelementen an der rechten Seite des Symbols austreten und bei Anzeigeelementen an der linken Seite eintreten.

Markieren von Verbindungen

Zum Markieren von Verbindungen klickt man diese mit dem Positionierwerkzeug entweder ein-, zwei- oder dreimal an. Mit einem einfachen Klick auf eine Verbindung wird ein Segment der Verbindung markiert. Mit einem Doppelklick wird ein Verbindungszweig markiert. Wenn man dreimal auf eine Verbindung klickt, wird die ganze Verbindung markiert.

Beseitigen von Verbindungsfehlern

Für unterbrochene Verbindungen gibt es eine Vielzahl von Gründen, beispielsweise wenn man versucht, zwei Objekte mit inkompatiblen Datentypen miteinander zu verbinden. Wenn man das Verbindungswerkzeug über eine unterbrochene Verbindung bewegt, wird ein Hinweisstreifen angezeigt, in dem erläutert wird, warum die Verbindung fehlerhaft ist. Gleichzeitig erscheint diese Information auch im Fenster „Kontext-Hilfe". Klickt man mit der rechten Maustaste auf die Verbindung, und wählt im Kontextmenü „Fehler auflisten" aus, wird das Fenster „Fehlerliste" angezeigt. Weitere Informationen darüber, warum die jeweilige Verbindung unterbrochen ist, erhält man durch einen Klick auf die Schaltfläche LabVIEW-Hilfe. Klickt man mit dem Positionierwerkzeug auf die Verbindung, kann mit der <Entf>-Taste eine unterbrochene Verbindung gelöscht werden. Um alle fehlerhaften Verbindungen zu löschen, wählt man „Bearbeiten » Ungültige Verbindungen entfernen" oder drückt die Tastenkombination <Strg-B>.

Typumwandlungspunkte

Wenn zwei unterschiedliche Datentypen miteinander verbunden werden, werden auf dem Blockdiagrammknoten Typumwandlungspunkte angezeigt, mit denen auf die unterschiedliche Darstellung hingewiesen werden soll. Der Punkt bedeutet, dass der an den Knoten weitergeleitete Wert von LabVIEW in eine andere Darstellung konvertiert wurde. So sind zum Beispiel für die Additionsfunktion Gleitkommazahlen mit doppelter Genauigkeit als Eingangswerte zulässig. Wenn man einen der Eingänge für ganzzahlige Werte konfiguriert, erscheint an der Funktion ein Typumwandlungspunkt.

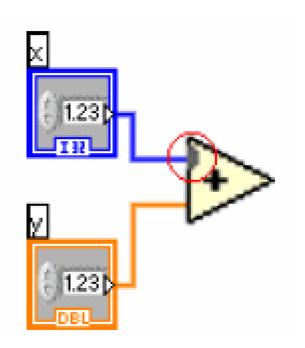


Abbildung A.7: Typumwandlungspunkt

Im Blockdiagramm wird am Rand des Anschlusses ein Typumwandlungspunkt angezeigt, um darauf hinzuweisen, dass eine automatische numerische Umwandlung erfolgt ist. Da VIs und Funktionen über viele Anschlüsse verfügen können, kann ein Typumwandlungspunkt auch im Inneren des Symbols angezeigt werden, wenn man einen Anschluss mit einem anderen verbindet. Wenn ein VI Typumwandlungspunkte enthält, kann es langsamer und speicheraufwändiger werden. Daher sollten in VIs nach Möglichkeit immer einheitliche Datentypen verwendet werden.

Datenflussprinzip Blockdiagramm

Für das Ausführen von VIs folgt LabVIEW einem Datenflussmodell. Ein Blockdiagrammknoten wird ausgeführt, wenn an allen seinen Eingängen Daten verfügbar sind. Wenn die Ausführung eines Knotens abgeschlossen ist, werden die Daten an die Ausgangsanschlüsse übergeben und diese Ausgabedaten an den nächsten Knoten im Datenflusspfad weitergeleitet. Visual Basic, C++, JAVA und die meisten anderen textbasierten Programmiersprachen folgen bei der Programmausführung einem Steuerflussmodell. Hier bestimmt die sequenzielle Reihenfolge der Programmelemente die Ausführungsreihenfolge eines Programms. Da in LabVIEW der Datenfluss und nicht die sequenzielle Reihenfolge der Befehle die Ausführungsreihenfolge der Blockdiagrammelemente bestimmt, kann man Blockdiagramme erstellen, die simultane Operationen beinhalten. So können zum Beispiel zwei While-Schleifen gleichzeitig ausgeführt und die Ergebnisse auf dem Frontpanel angezeigt werden.

Entwerfen des Blockdiagramms

Bei der Erstellung von Blockdiagrammen sollten folgende Hinweise beachtet werden:

- Gehen Sie beim Aufbau des Blockdiagramms immer von links nach rechts und von oben nach unten vor. Obwohl die Position der Blockdiagrammelemente keinen Einfluss auf die Ausführungsreihenfolge hat, wirkt das Blockdiagramm geordneter und ist einfacher zu verstehen, wenn Sie eine Datenflussrichtung

beibehalten. Die Ausführungsreihenfolge wird ausschließlich durch die Verbindungen und Strukturen bestimmt.

- Vermeiden Sie es, Blockdiagramme zu erstellen, die mehr als einen oder zwei Bildschirmbreiten in Anspruch nehmen. Wenn ein Blockdiagramm umfangreich und komplex wird, ist es schwieriger zu verstehen und die Fehlersuche wird unter Umständen erschwert.
- Prüfen Sie, ob Sie einige Komponenten des Blockdiagramms in anderen VIs wiederverwenden können oder ob ein Abschnitt des Blockdiagramms als logische Komponente zusammengefasst werden kann. Falls ja, teilen Sie das Blockdiagramm in SubVIs auf, die bestimmte Aufgaben erledigen. Die Verwendung von SubVIs hilft bei der Änderungsverwaltung und sorgt dafür, dass Fehler in Blockdiagrammen schnell behoben werden können.
- Gestalten Sie das Blockdiagramm übersichtlich, indem Sie für kurze und klare Verbindungen sorgen. Blockdiagramme sind zwar auch funktionstüchtig, wenn sie ineffizient verdrahtet sind, können jedoch nur schwierig zu lesen sein und im Fehlerfall die Suche erschweren. Auch kann in einem unübersichtlichen Blockdiagramm der Anschein entstehen, dass das VI Funktionen ausführt, die nicht vorgesehen sind.
- Vermeiden Sie es, Verbindungen unter einen Strukturrahmen oder zwischen sich überlappenden Objekten zu ziehen, da LabVIEW in diesem Fall möglicherweise einige Verbindungssegmente überdeckt.
- Vermeiden Sie es, Objekte über Verbindungen zu platzieren. Mit Verbindungen werden nur die Objekte miteinander verknüpft, auf die Sie klicken. Wenn Sie einen Anschluss oder ein Symbol auf eine Verbindung setzen, könnte der Eindruck entstehen, es bestünde eine Verbindung.

Kapitel 5: Ausführen von VIs und Fehlersuche

Zum Ausführen eines VIs müssen zunächst alle SubVIs, Funktionen und Strukturen mit den für die Anschlüsse zulässigen Datentypen verbunden werden. Es kann vorkommen, dass ein VI unerwartete Daten produziert oder nicht wie geplant abläuft. Mit Hilfe von LabVIEW kann man die Ausführung von VIs konfigurieren und Fehler in der Blockdiagrammanordnung bzw. im Programmablauf erkennen. Abbildung A.8 zeigt die wichtigsten Symbole der Kopfzeile.

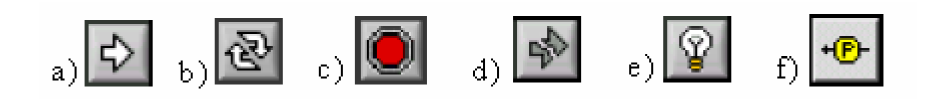


Abbildung A.8: Wichtige Buttons der Symbolleiste

Ausführen von VIs

Beim Ausführen eines VIs wird die Funktion realisiert, für die das VI erstellt worden ist. Ein VI ist immer dann ausführbar, wenn die Schaltfläche „Ausführen“ auf der Symbolleiste als weißer Pfeil (Abb.8, links) erscheint. Außerdem zeigt der weiße Pfeil an, dass das VI als SubVI verwendet werden kann, wenn für das VI ein Anschlussfeld erstellt wurde. Bei Betätigung der Schaltfläche Ausführen wird der Pfeil wie in der Abbildung links schwarz dargestellt. Solange das VI läuft, sind keine Änderungen am Blockdiagramm möglich.

Das VI wird ausgeführt, wenn man entweder auf die Schaltfläche „Ausführen“ (Abbildung A.8a), „wiederholt ausführen“ (Abbildung A.8b)) oder die Einzelschrittschaltflächen auf der Blockdiagramm-Symbolleiste klickt. Mit dem Klicken auf die Schaltfläche „Ausführen“ wird das VI einmal ausgeführt. Das VI stoppt, wenn der Datenfluss abgeschlossen ist. Bei Betätigung der Schaltfläche „wiederholt ausführenW läuft ein VI so lange kontinuierlich ab, bis es per Hand wieder angehalten wird. Wenn man auf die Einzelschrittschaltflächen klickt, wird das VI schrittweise ausgeführt.

Fehlerbeseitigung in nicht ausführbaren VIs

Wenn ein VI nicht gestartet werden kann, enthält es einen Fehler. Die Schaltfläche „Ausführen“ ist dann gebrochen dargestellt (Abbildung A.8d). Häufig erscheint der Pfeil auch während der Erstellung und Bearbeitung eines VIs gebrochen, solange dieses noch fehlerhaft ist. Wenn er sich nach Fertigstellung aller Verbindungen im Blockdiagramm nicht in einen intakten Pfeil umwandelt, ist das VI nicht ausführbar.

Fehlersuche in nicht ausführbaren VIs

Man kann auf die gebrochene Schaltfläche „Ausführen“ klicken oder „Fenster » Fehlerliste anzeigen“ wählen, um herauszufinden, warum ein VI nicht ausgeführt werden kann. Im Fenster „Fehlerliste“ werden alle Fehler aufgeführt. Im Abschnitt „VI-Liste“ werden die Namen aller VIs im Speicher aufgeführt, die fehlerhaft sind. Im Abschnitt „Fehler und Warnungen“ werden die Fehler und Warnungen für dasjenige VI angezeigt, das Sie im Abschnitt VI-Liste markiert haben. Im Abschnitt „Details“ werden die Fehler und in manchen Fällen auch Empfehlungen zur Fehlerbehebung und Hinweise auf weitere Informationen hierzu angezeigt. Klickt man auf die Schaltfläche „Fehler anzeigen“ oder doppelt auf die Fehlerbeschreibung, so wird das Blockdiagramm oder Frontpanel angezeigt und das Objekt hervorgehoben, das den Fehler enthält.

Highlight-Funktion

Über die Schaltfläche für die Highlight-Funktion (Abbildung A.8e) kann im Blockdiagramm eine Ausführungsanimation angezeigt werden. Durch die Highlight-Funktion wird mit Hilfe von Kreisen der Datenfluss von einem Knoten zum anderen im Blockdiagramm veranschaulicht. Verwendet man die Highlight-Funktion in Verbindung mit der Einzelschrittausführung, so sieht man, wie sich die Daten von Knoten zu Knoten durch ein VI bewegen. Bei Verwendung der Highlight-Funktion wird die Ausführungsgeschwindigkeit des VIs erheblich herabgesetzt.

Sonden-Werkzeug (Probes)

Mit dem Sonden-Werkzeug (siehe Abbildung A.8 f)) können während der Ausführung eines VIs Zwischenwerte an Verbindungsstücken angezeigt werden. Das Sonden-Werkzeug eignet sich besonders für komplizierte Blockdiagramme mit einer Reihe von Operationen, von denen jede inkorrekte Daten zurückgeben könnte. Verwendet man das Sonden-Werkzeug zusammen mit der Highlight-Funktion, lässt sich feststellen, ob und wo falsche Werte auftreten.

Verwendung von SubVIs

LabVIEW enthält VIs und Funktionen, mit denen spezifische Applikationen erstellt werden können, wie beispielsweise Datenerfassungs-VIs und -Funktionen oder VIs, die auf andere VIs zugreifen bzw. mit anderen Applikationen kommunizieren. Diese VIs können als SubVIs in Ihrer Applikation verwendet werden, um Entwicklungszeit einzusparen. Nachdem man ein VI erstellt und dessen Symbol und Anschlussfeld erzeugt hat, kann man es in einem anderen VI verwenden. Ein VI, das im Blockdiagramm eines anderen VIs aufgerufen wird, nennt man SubVI. Ein SubVI

entspricht in textbasierten Programmiersprachen einem Unterprogramm. Ein SubVI-Knoten entspricht einem Subroutinenaufruf in textbasierten Programmiersprachen. Der SubVI-Knoten ist nicht das eigentliche SubVI, ebenso wenig wie die Aufrufanweisung für eine Subroutine in einem Programm mit der Subroutine selbst zu verwechseln ist. Ein Blockdiagramm mit mehreren identischen SubVI-Knoten ruft dasselbe SubVI mehrere Male auf. Die Bedien- und Anzeigeelemente eines SubVIs empfangen Daten vom und geben Daten an das Blockdiagramm des aufrufenden VIs zurück. Klickt man in der Palette „Funktionen“ auf das Symbol „VI auswählen“, kann ein VI ausgewählt werden und in das Blockdiagramm platziert werden, damit es als SubVI aufgerufen wird.

Zum Erstellen des Messprogramms zum Versuch „Lange Halbwertszeiten“ stehen vier SubVIs zur Verfügung, die die Ansteuerung der Geräte beinhalten.

Kapitel 6 – Schleifen und Strukturen

Schleifen und Strukturen

Strukturen sind grafische Darstellungen der Schleifen und Case-Anweisungen in textbasierten Programmiersprachen. Man verwendet Strukturen im Blockdiagramm, um Codeblöcke zu wiederholen und den Code bedingungsabhängig oder in einer bestimmten Reihenfolge auszuführen. Wie andere Knoten verfügen auch Strukturen über Anschlüsse, über die sie mit anderen Blockdiagrammknoten verbunden werden können. Sie werden automatisch ausgeführt, wenn Eingabedaten verfügbar sind, und liefern Daten an Ausgabeverbindungen, wenn die Ausführung abgeschlossen ist. Jede Struktur hat einen markanten, in der Größe veränderbaren Rahmen, mit dem der Abschnitt des Blockdiagramms umschlossen wird, der entsprechend den Regeln der Struktur ausgeführt wird. Ein Blockdiagrammabschnitt innerhalb einer Struktur wird als Subdiagramm bezeichnet. Die Anschlüsse, die Daten an Strukturen übergeben, bzw. Daten aus Strukturen übernehmen, werden Tunnel genannt. Ein Tunnel ist ein Verbindungspunkt an einem Strukturrahmen.

Mit folgenden Strukturen, die sich auf der Palette Strukturen befinden, kann gesteuert werden, wie in einem Blockdiagramm Prozesse ausgeführt werden:

- FOR-Schleife: wiederholt die Ausführung eines Subdiagramms so oft wie vorgegeben
- While-Schleife: führt ein Subdiagramm so lange aus, bis eine bestimmte Bedingung erfüllt ist
- Case-Struktur: enthält mehrere Rahmen, von denen je nach dem Wert, der an der Struktur anliegt, jeweils einer ausgeführt wird
- Sequenzstruktur: enthält ein oder mehrere Subdiagramme, die nacheinander ausgeführt werden
- Formelknoten: führt mathematische Operationen auf Grundlage einer numerischen Eingabe durch
- Ereignisstruktur: enthält einen oder mehrere Rahmen, die dann ausgeführt werden, wenn während des Programmablaufs vom Benutzer bestimmte Ereignisse ausgelöst werden

FOR- und While-Schleifenstrukturen

Mit FOR- und While-Schleifen ist es möglich, sich wiederholende Operationen zu steuern.

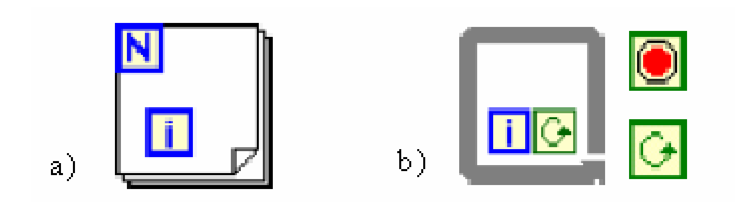


Abbildung A.9: a) For-Schleife und b) While-Schleife

FOR-Schleifen (Abb. A.9a)

Durch den Eingabewert des Schleifenzählers N wird bestimmt, wie oft das Subdiagramm wiederholt werden soll. Sie können die Anzahl explizit einstellen, indem Sie einen Wert von außerhalb der Schleife mit der linken oder der oberen Seite des Zähl-Anschlusses verbinden, oder Sie können die Anzahl implizit mit der Auto-Indizierung festlegen. Der Iterationsanschluss gibt die Anzahl der abgeschlossenen Schleifendurchläufe aus. Die Zählung beginnt dabei immer bei Null. Das heißt, während des ersten Durchlaufs gibt der Iterationsanschluss den Wert 0 aus. Sowohl der Schleifenzähler als auch der Iterationsanschluss sind vom Typ "vorzeichenbehafteter Long Integer". Wenn Sie eine Fließkommazahl mit dem Zähl-Anschluss verbinden, rundet LabVIEW diese Zahl und zwingt sie innerhalb des Bereichs. Wenn am Schleifenzähler der Wert 0 oder ein negativer Wert anliegt, wird die Schleife nicht ausgeführt und an den Ausgängen werden die für den jeweiligen Datentyp voreingestellten Werte ausgegeben.

Es lassen sich der FOR-Schleife Schieberegister hinzufügen, um Daten aus der aktuellen Wiederholung an die nächste Wiederholung zu übergeben.

While-Schleifen

Ähnlich einer „Do-Schleife“ oder einer „Repeat-Until-Schleife“ in textbasierten Programmiersprachen wird bei einer While-Schleife (Abbildung A.9 b)) ein Subdiagramm so lange ausgeführt, bis eine bestimmte Bedingung zutrifft. Die While-Schleife führt das Subdiagramm aus, bis der Bedingungsanschluss, ein Eingabeanschluss, einen bestimmten booleschen Wert empfängt. Der Bedingungsanschluss ist standardmäßig auf „Weiter wenn TRUE“ (Abbildung A.9 b) rechts oben) eingestellt. Wenn der Bedingungsanschluss auf „Stopp wenn TRUE“ eingestellt ist, wird die Schleife so lange ausgeführt, bis der Wert TRUE anliegt. Um den Anschluss auf „Weiter wenn TRUE“ zu stellen, klickt man mit der rechten Maustaste auf den Rahmen der Schleife und wählt die entsprechende Option aus dem

Kontextmenü. In diesem Fall wird die Schleife so lange ausgeführt, bis der Wert FALSE anliegt. Man kann den Bedingungsanschluss auch mit dem Bedienwerkzeug anklicken, um die Bedingung zu ändern. Der Iterationsanschluss gibt die Anzahl der abgeschlossenen Schleifendurchläufe aus. Die Zählung beginnt wie bei der For-Schleife immer bei Null. Das heißt, während des ersten Durchlaufs gibt der Iterationsanschluss den Wert 0 aus. Auch der While-Schleife lassen sich Schieberegister hinzufügen, um Daten aus der aktuellen Wiederholung an die nächste Wiederholung zu übergeben.

Schieberegister

Mit Schieberegistern und Rückkopplungsknoten werden in FOR- und While-Schleifen Werte von einem Schleifendurchlauf zum nächsten übergeben.

Ein Schieberegister wird als ein Paar von Anschlüssen dargestellt, die sich an den Längsseiten der Schleife gegenüber liegen. Der rechte Anschluss (durch einen Pfeil nach oben gekennzeichnet) speichert die Werte eines jeden Durchlaufs. Diese werden jeweils in den nächsten Durchlauf übernommen. Zur Erstellung eines Schieberegisters klickt man mit der rechten Maustaste auf den linken oder rechten Rand einer Schleife und wählt im Kontextmenü die Option „Schieberegister hinzufügen“. Mit Schieberegistern kann jeder beliebige Datentyp übertragen werden, da sie sich automatisch auf den Datentyp des ersten Objekts einstellen, das mit dem Schieberegister verbunden ist. Die Daten, die an die Anschlüsse des jeweiligen Schieberegisters übergeben werden, müssen vom gleichen Typ sein. Zur Initialisierung eines Schieberegisters verbindet man den Anschluss auf der linken Seite der Schleife mit einem Bedienelement oder einer Konstante. Damit wird der Wert zurückgesetzt, den das Schieberegister beim Start der Schleifenausführung weitergibt. Wenn das Register nicht initialisiert wird, verwendet die Schleife den Wert der letzten Schleifenausführung oder den Standardwert für den entsprechenden Datentyp, wenn die Schleife noch nicht ausgeführt wurde. Wenn also bei jedem VI-Start der zuletzt ausgegebene Wert als Anfangswert verwendet werden soll, muss das Register nicht initialisiert werden. Auf diese Weise können zum Beispiel Statusinformationen für die nachfolgende Ausführung des VIs gespeichert werden. Nachdem die Schleife ausgeführt wurde, verbleibt der letzte im Schieberegister gespeicherte Wert im rechten Anschluss. Eine Schleife kann auch mehrere Schieberegister enthalten. Dadurch können die Werte mehrerer verschiedener Operationen in die jeweils nächste Schleifenausführung übernommen werden.

Case- und Sequenzstrukturen

In Case-, Sequenz- und Ereignisstrukturen sind immer mehrere Subdiagramme enthalten. Eine Case-Struktur führt ein Subdiagramm in Abhängigkeit von dem an die Struktur übergebenen Eingabewert aus. Bei der flachen und der gestapelten Sequenzstruktur werden die darin enthaltenen Subdiagramme nacheinander ausgeführt. In einer Ereignis-Struktur hängt die Ausführung des Subdiagramms davon ab, wie der Benutzer auf das VI Einfluss nimmt.

Case-Strukturen

Eine Case-Struktur (Abbildung A.10) hat immer mindestens zwei Subdiagramme oder Cases. Davon ist immer nur jeweils ein Subdiagramm sichtbar, und die Struktur führt immer nur jeweils einen Case aus. Welches Subdiagramm ausgeführt wird, hängt vom jeweiligen Eingabewert ab. Die Case-Struktur entspricht der CASE- bzw. if...then...else-Anweisung in textbasierten Programmiersprachen. Im Case-Selektor am oberen Rand der Struktur wird der Name des jeweiligen Rahmens sowie die Dekrement- und Inkrementschaltfläche auf jeder Seite angezeigt. Damit kann zwischen den einzelnen Rahmen umgeschaltet werden. Wenn man auf den Pfeil nach unten klickt, der sich rechts neben der Case-Beschriftung befindet, wird ein Pulldown-Menü mit den vorhandenen Cases angezeigt.

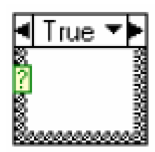


Abbildung A.10: Case-Struktur

Um festzulegen, welcher Case ausgeführt werden soll, verbindet man einen Eingabewert mit dem Selektoranschluss, der als ein Fragezeichen auf dem Rand der Struktur dargestellt ist (Abb. A.10). Dabei kann es sich um einen Integer-, einen booleschen Wert, einen String oder einen Wert vom Enum-Typ handeln. Der Selektoranschluss kann an jede beliebige Stelle am linken Rand der Case-Struktur platziert werden. Wenn ein boolescher Wert an die Struktur übergeben wird, enthält diese einen TRUE- und einen FALSE-Case. Bei Integer-Werten und Enum-Werten oder Strings kann die Struktur beliebig viele Cases haben.

Für den Fall, dass Werte außerhalb des zulässigen Bereichs auftreten, sollte bei Case-Strukturen immer ein Standard-Case festgelegt werden. Ansonsten muss für jeden möglichen Eingabewert ein Case erstellt werden. Wenn der Selektoranschluss zum Beispiel vom Typ Integer ist, und Cases für die Eingangswerte 1, 2 und 3 eingerichtet

sind, sollte auch ein Standard-Case für den Fall vorhanden sein, dass der Eingabewert unerwartet ungleich 1, 2 oder 3 ist.

Eingabe- und Ausgabetunnel

Eine Case-Struktur kann mehrere Ein- und Ausgabetunnel enthalten. Die Eingänge stehen allen Rahmen zur Verfügung, müssen jedoch nicht für jeden Rahmen verwendet werden. Die Ausgabetunnel müssen dagegen für jeden Case festgelegt werden. Wenn für einen Case ein Ausgabetunnel erstellt wird, erscheinen bei allen anderen Cases an derselben Position am Rahmen ebenfalls Tunnel. Wenn ein Case keinen Wert an den Tunnel übergibt, erscheinen alle Tunnel als weiße Quadrate. Die Datenquelle eines Ausgabetunnels kann für jeden Case unterschiedlich sein. Die verwendeten Datentypen müssen jedoch zueinander kompatibel sein. Wenn man den Ausgabetunnel mit der rechten Maustaste anklickt und aus dem Kontextmenü die Option „Standardwert für offene Verbindung“ auswählt, werden für alle nicht verbundenen Tunnel Standardwerte verwendet.

Sequenzstrukturen

Sequenzstrukturen sind dadurch gekennzeichnet, dass die darin enthaltenen Rahmen in sequentieller Reihenfolge ausgeführt werden. Sie können jedoch auch nur aus einem Subdiagramm bestehen. Es gibt zwei Arten von Sequenzstrukturen: flache und gestapelte (Abbildung A.11).

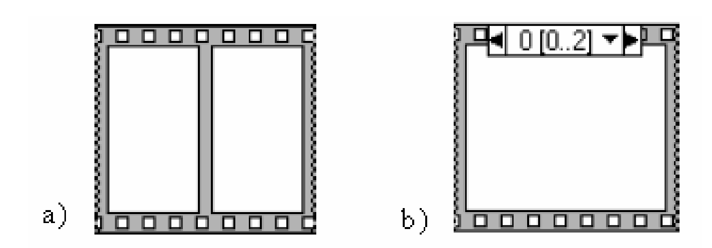


Abbildung A.11: a) flache Sequenzstruktur und b) gestapelte Sequenzstruktur

Flache Sequenzstruktur

Bei einer flachen Sequenzstruktur (Abbildung A.11a) werden alle Rahmen nebeneinander angezeigt und von links nach rechts ausgeführt. Mit flachen Sequenzstrukturen lässt sich eine zu häufige Verwendung von lokalen Sequenzvariablen vermeiden und die Dokumentation des Blockdiagramms verbessern. Beim Hinzufügen oder Löschen von Rahmen passt sich die Größe der Struktur automatisch an. Rahmen können auch über Ausschneiden und Einfügen neu angeordnet werden.

Gestapelte Sequenzstruktur

Bei einer gestapelten Sequenzstruktur (Abbildung A.11b) werden die Rahmen übereinander dargestellt, so dass immer jeweils ein Rahmen sichtbar ist. Die Abarbeitung erfolgt der Reihe nach, bei Rahmen 0 beginnend. Die Daten werden immer erst nach Beendigung des letzten Rahmens ausgegeben. Die gestapelte Sequenzstruktur empfiehlt sich insbesondere um Platz auf dem Blockdiagramm zu sparen. In der Beschriftung am oberen Rand der gestapelten Sequenzstruktur wird die Nummer des aktuellen Rahmens und die Gesamtzahl der Rahmen angezeigt. Hier können die verfügbaren Rahmen durchgeblättert und neu angeordnet werden. Die Rahmenbeschriftung am oberen Rand der Sequenzstruktur ähnelt der Selektorkennung in einer Case-Struktur. Sie enthält in der Mitte die Rahmennummer und an den Außenkanten Pfeile zur Rahmenauswahl. Man klickt auf die Pfeile, um sich die verfügbaren Rahmen anzeigen zu lassen. Bei einem Klick auf den nach unten zeigenden Pfeil rechts neben der Rahmennummer wird ein Kontextmenü mit den verfügbaren Rahmen geöffnet. Zum Umsortieren der Rahmen klickt man mit der rechten Maustaste auf den Rand des Rahmens und wählt aus dem Kontextmenü die Option „Diesen Rahmen zu ... setzen“ mit der entsprechenden Rahmennummer aus. Im Gegensatz zu Case-Strukturen können bei Sequenzstrukturen keine Werte in die Beschriftung eingegeben werden. Wenn Rahmen hinzugefügt, entfernt oder in ihrer Anordnung verändert werden, wird die Nummerierung automatisch angepasst.

Einsatz von Sequenzstrukturen

Sequenzstrukturen sollten verwendet werden, um für Blockdiagrammabschnitte eine Reihenfolge in der Ausführung festzulegen, bei denen keine natürliche Datenabhängigkeit vorliegt. Datenabhängigkeit bedeutet, dass ein Knoten B erst ausgeführt werden kann, wenn der Knoten A, von dem dieser Daten erhält, die Ausführung beendet hat. Die Ausführungsreihenfolge wird innerhalb der einzelnen Rahmen einer Sequenzstruktur wie im Rest des Blockdiagramms durch die Datenabhängigkeit bestimmt. Anders als bei Case-Strukturen kann es bei gestapelten Sequenzstrukturen zu jedem Tunnel immer nur eine Datenquelle geben. Zwar kann die Ausgabe grundsätzlich von jedem Rahmen erfolgen, jedoch muss die Ausführung aller Rahmen immer abgeschlossen sein. Wie bei Case-Strukturen stehen die Daten an den Eingabetunneln für alle Rahmen zur Verfügung.

Kapitel 7 - Arrays

Die Array-Bedienelemente und Array-Funktionen dienen zur Gruppierung von Daten. Mit Arrays werden Datenelemente gleichen Typs zusammengefasst.

<u>Arrays</u>

Ein Array besteht aus Elementen und Dimensionen. Die Elemente sind die Daten, aus denen sich das Array zusammensetzt. Eine Dimension ist die Länge, Höhe oder Tiefe eines Arrays. Ein Array kann eine oder mehrere Dimensionen und je nach verfügbarem Speicher bis zu $2^{31}-1$ Elemente pro Dimension enthalten. Arrays können aus numerischen, booleschen, Pfad-, String-, Signalverlaufs- und Cluster-Daten erstellt werden. Der Einsatz von Arrays bietet sich insbesondere an, wenn ähnliche Daten verwendet oder Berechnungen wiederholt werden sollen. Arrays eignen sich ideal für das Speichern von Signalverlaufsdaten oder von Daten, die in Schleifen erzeugt werden. In diesem Fall wird bei jedem Schleifendurchlauf ein neues Array-Element erzeugt.

<u>Indizes</u>

Um ein bestimmtes Element in einem Array zu finden, muss ein Index pro Dimension vorhanden sein. In LabVIEW können mit Hilfe von Indizes Elemente, Zeilen, Spalten und Seiten aus einen Array im Blockdiagramm abgerufen werden.

<u>Beispiele für Arrays</u>

Ein Beispiel für ein numerisches Array sind die Abtastwerte eines Signalverlaufs – jede Zelle enthält einen Abtastwert bezogen auf jeweils einen Abtastzeitpunkt (Abbildung A.12):

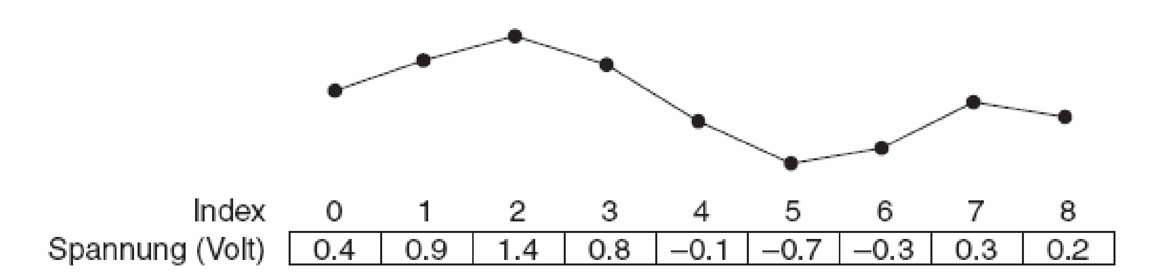


Abbildung A.12: Spannungsverlauf als ein aus Zahlen bestehendes Array

In dem vorstehenden Beispiel wird ein 1D-Array verwendet. Bei einem 2D-Array werden die Elemente in einem Raster gespeichert. Dies setzt einen Spalten- und einen Zeilenindex zum Suchen eines Elements voraus, die beide jeweils nullbasiert sind, was bedeutet, dass die erste Spalte 0, die zweite Spalte 1 usw. ist.

In Abbildung A.13 ist also ein aus 6 Spalten und 4 Zeilen bestehendes 2D-Array dargestellt, das 24 Elemente enthält.

Spalten index

Reihenindex	0	1	2	3	4	5
0						
1						
2						
3						

Abbildung A.13: Spannungsverlauf als ein aus Zahlen bestehender Array

Beschränkungen für Arrays

Man kann aus beinahe jedem Datentyp ein Array erstellen, wobei die folgenden Ausnahmen gelten. Es ist nicht möglich

- Arrays aus Unterpanel-Bedienelementen zu erzeugen
- Arrays aus Registerbedienelementen zu erzeugen
- Arrays aus ActiveX-Bedienelementen zu erzeugen
- Arrays aus Diagrammen zu erzeugen
- Arrays aus XY-Graphen mit mehreren Kurven zu erzeugen

Array-Funktionen

Mit den Array-Funktionen können Arrays erstellt und verändert werden, z.B. durch folgende Operationen:

- Extrahieren von einzelnen Datenelementen aus einem Array
- Einfügen, Löschen oder Ersetzen von Datenelementen in einem Array
- Teilen von Arrays

Automatisches Ändern der Größe von Array-Funktionen

Die Funktionen „Array indizieren”, „Teilarray ersetzen”, „In Array einfügen”, „Aus Array entfernen” und „Teilarray” passen sich automatisch an die Anzahl an Dimensionen des angeschlossenen Eingabe-Arrays an. Wenn man beispielsweise ein 1D-Array mit einer dieser Funktionen verbindet, hat die Funktion einen einzigen Indexeingang. Wenn man ein 2D-Array mit der gleichen Funktion verbindet, werden zwei Indexeingänge angezeigt: einer für die Zeile und einer für die Spalte. Man kann mit diesen Funktionen auf mehr als ein Element oder Teilarray (Zeile, Spalte oder Seite) zugreifen, indem man die Größe der Funktion mit Hilfe des Positionierwerkzeugs manuell ändert.

Im Blockdiagramm in Abbildung A.14 werden mit Hilfe der Funktion „Array indizieren” eine Zeile und ein Element aus einem 2D-Array entnommen.

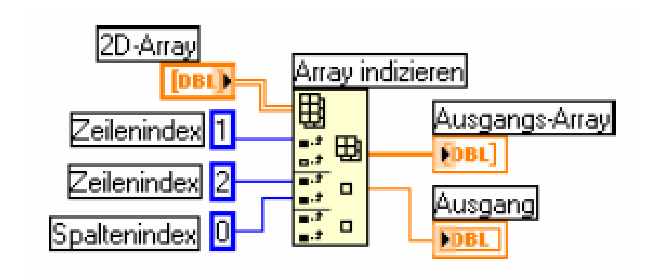


Abbildung A.14: Entnahme von Daten aus einem 2D-Array durch die Funktion „Array indizieren“

Um auf mehrere aufeinander folgende Werte in einem Array zuzugreifen, erweitert man die Funktion „Array indizieren” um drei Felder, verbindet jedoch mit den Index-Eingängen keine Werte. Um beispielsweise die erste, zweite und dritte Zeile eines 2D-Arrays zu extrahieren, erweitert man die Funktion um drei Felder und verbindet mit jedem Teilarray-Ausgang 1D-Array-Anzeigeelemente.

Kapitel 8 – Graphen und Diagramme

Mit Graphen und Diagrammen können Daten in grafischer Form dargestellt werden. Graphen und Diagramme unterscheiden sich hinsichtlich der Anzeige und der Aktualisierung der Daten. VIs mit Graphen erfassen die Daten normalerweise in einem Array und stellen die Daten anschließend in einem Graphen dar, ähnlich wie in einer Tabellenkalkulation, bei der die Daten zuerst gespeichert und dann grafisch dargestellt werden. Bei einem Diagramm werden dagegen zu den bereits in der Anzeige vorhandenen Datenpunkten neue hinzugefügt, so dass eine Daten-Historie erzeugt wird. Deshalb ist es möglich, in Diagrammen die aktuellen Messwerte bzw. die aktuelle Messung in Zusammenhang mit den zuvor erfassten Werten anzuzeigen.

Es gibt folgende Arten von Graphen und Diagrammen:

- Kurvengraph und Kurvendiagramm: zeigen die erfassten Daten mit konstanter Rate an
- XY-Graph: zeigt die erfassten Daten mit nicht konstanter Rate an, wie z. B. Daten, die getriggert erfasst werden

Anpassen der Darstellung von Graphen und Diagrammen

Die Darstellung von Graphen und Diagrammen kann durch Ein- oder Ausblenden von Optionen angepasst werden. Dazu klickt man mit der rechten Maustaste auf den entsprechenden Graphen oder das Diagramm und wählt aus dem Kontextmenü „Sichtbare Objekte“, um die folgenden Optionen ein- oder auszublenden:

- Legende der Kurve: legt Farbe und Darstellungsart der Kurve fest. Wenn mehrere Kurven vorhanden sind, zieht man die Legende auf, um alle Kurven anzuzeigen
- Achsenlegende: bestimmt die Achsenbeschriftungen und -eigenschaften.
- Graphenpalette: ändert Skalierung und Formatierung während der Ausführung eines VIs
- x- und y-Achse: dient zur Achsenformatierung
- Cursor-Legende (nur bei Graphen): zeigt an den angegebenen Koordinaten eine Markierung an. Es ist möglich, in einem Graphen mehrere Cursor anzuzeigen
- Bildlaufleiste: dient zum Scrollen in einem Graphen oder Diagramm

Automatische Skalierung

Die Achsen von Graphen können automatisch an die darzustellende Kurve angepasst werden. Ein solchen Verhalten wird als automatische Skalierung bezeichnet. Um die automatische Skalierung zu (de-)aktivieren, klickt man mit der rechten Maustaste auf den Graphen und wählt aus dem Kontextmenü „x-Achse » Autom. Skalierung x- oder y-Achse » Autom. Skalierung y“ aus. Standardmäßig ist die automatische Skalierung für Graphen aktiviert.

Achsenlegende für Kurvengraphen

Über die Achsenlegende sind Beschriftung und Eigenschaften der Achsen einstellbar. Man klickt unter Verwendung des Bedienwerkzeugs auf die links angezeigte Schaltfläche „Achsenstil“, um Format, Genauigkeit und Abbildungsmodus zu konfigurieren. Über die links dargestellte Schaltfläche „Skalierungssperre“ kann die automatische Skalierung für jede Achse einzeln aktiviert bzw. deaktiviert werden.

Achsenformatierung

Um die Darstellungsart der x- und y-Achse eines Graphen oder Diagramms festzulegen, wählt man im Dialogfeld „Signalverlaufs-Eigenschaften“ bzw. „Diagramm-Eigenschaften“ die Seite Format und Genauigkeit aus. Als Standardbeschriftung wird für die x-Achse „Zeit“ und für die y-Achse „Amplitude“ verwendet. Die Werte der x-Achse sind auf Fließkommadarstellung voreingestellt, die der y-Achse passen sich automatisch an die Eingangswerte des Graphen an. Um die Konfiguration der Achsen zu ändern, klickt man den Graphen oder das Diagramm mit der rechten Maustaste an und wählt aus dem Kontextmenü die Option „Eigenschaften“.

Das Zahlenformat für die Werte der Achsen kann im Dialogfeld „Signalverlaufs-Eigenschaften“ bzw. „Diagramm-Eigenschaften“ unter „Format und Genauigkeit“ ausgewählt werden. Unter „Skalierungen“ lassen sich Achsenbeschriftung und Skaleneinteilung verändern. Die Werte an der Achse sind standardmäßig so konfiguriert, dass ab der siebten Stelle automatisch in die Exponentialschreibweise umgeschaltet wird.

Kurven-Graphen

In Kurvengraphen werden in gleichen Abständen abgetastete Messungen angezeigt (Abbildung A.15):

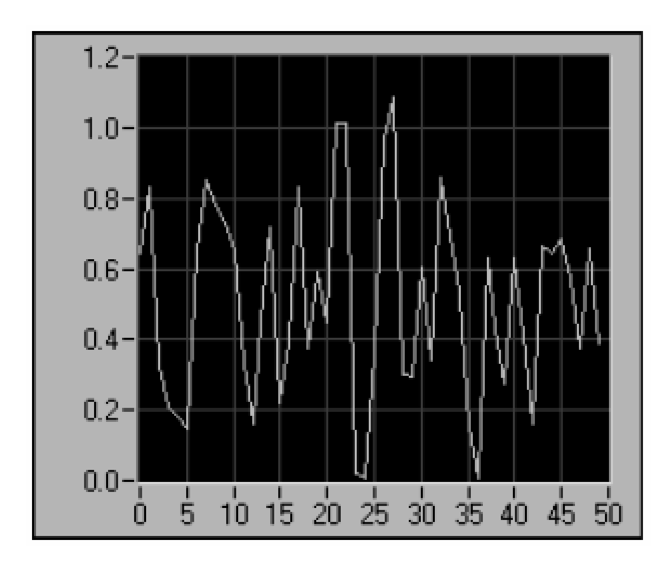


Abbildung A.15: Beispiel eines Kurvengraphens

Der Kurvengraph stellt nur einwertige Funktionen dar, wie zum Beispiel bei erfassten zeitabhängigen Signalen. Er kann Kurven mit einer beliebigen Anzahl von Werten anzeigen und arbeitet mit mehreren Datentypen, was den Zeitaufwand gering hält, da die Daten vor der Anzeige nicht umgewandelt werden müssen.

Bei einem Kurvendiagramm handelt es sich um einen speziellen Typ eines numerischen Anzeigeelements, das eine oder mehrere Kurven anzeigt. Wenn an ein Diagramm ein Einzelwert oder mehrere Werte zur gleichen Zeit übergeben werden, interpretiert LabVIEW diese als Punkte des Diagramms und erhöht den x-Index beginnend bei $x = 0$ jeweils um eins, da die Daten als neue Werte für eine Einzelkurve verstanden werden. Bei Signalverlaufsdaten passt sich der x-Index an das angegebene Zeitformat an. Wie oft das Diagramm neu gezeichnet wird, hängt davon ab, wie oft Daten übergeben werden. Wenn man mehrere Werte für Kurven in einem einzigen Aktualisierungsvorgang übergeben möchte, verbindet man ein Array mit dem Diagramm. Jeder Zahlenwert stellt einen einzelnen y-Wert für die einzelnen Kurven dar. Wenn die Anzahl der anzuzeigenden Kurven erst zur Laufzeit ermittelt werden kann oder wenn in einem einzigen Aktualisierungsvorgang mehrere Werte für verschiedene Kurven übergeben werden sollen, verbindet man das Diagramm mit einem 2D-Array mit numerischen Werten. Wie beim Kurvengraph interpretieren Kurvendiagramme die Zeilen standardmäßig als neue Daten für die einzelnen Kurven.

Kapitel 9 – Daten I/O

Datei-I/O

Bei Datei-I/O-Operationen werden Daten aus Dateien ausgelesen oder in Dateien geschrieben. Die VIs zur Datei-I/O eignen sich für alle mit der Datei-I/O in Verbindung stehenden Vorgänge, wie beispielsweise:

- Öffnen und Schließen von Dateien.
- Auslesen von Daten und Schreiben von Daten in Dateien
- Gleiches im Tabellenkalkulationsformat
- Verschieben und Umbenennen von Dateien und Verzeichnissen
- Ändern von Dateieigenschaften
- Erstellen, Ändern und Lesen einer Konfigurationsdatei

Auswahl eines Datei-I/O-Formats - Einsatz von Textdateien

Dateien im Textformat sollten immer dann verwendet werden, wenn die Daten anderen Anwendern oder Applikationen zur Verfügung gestellt werden sollen, kein wahlfreier Schreib- bzw. Lesezugriff erfolgen soll oder numerische Genauigkeit, Festplattenspeicherplatz und Geschwindigkeit der Datei-I/O nicht von Bedeutung sind. Für eine gemeinsame Nutzung sind Textdateien am besten geeignet. Sie können von nahezu jedem Computer gelesen und geschrieben werden.

Erstellen von Text- und Tabellenkalkulationsdateien

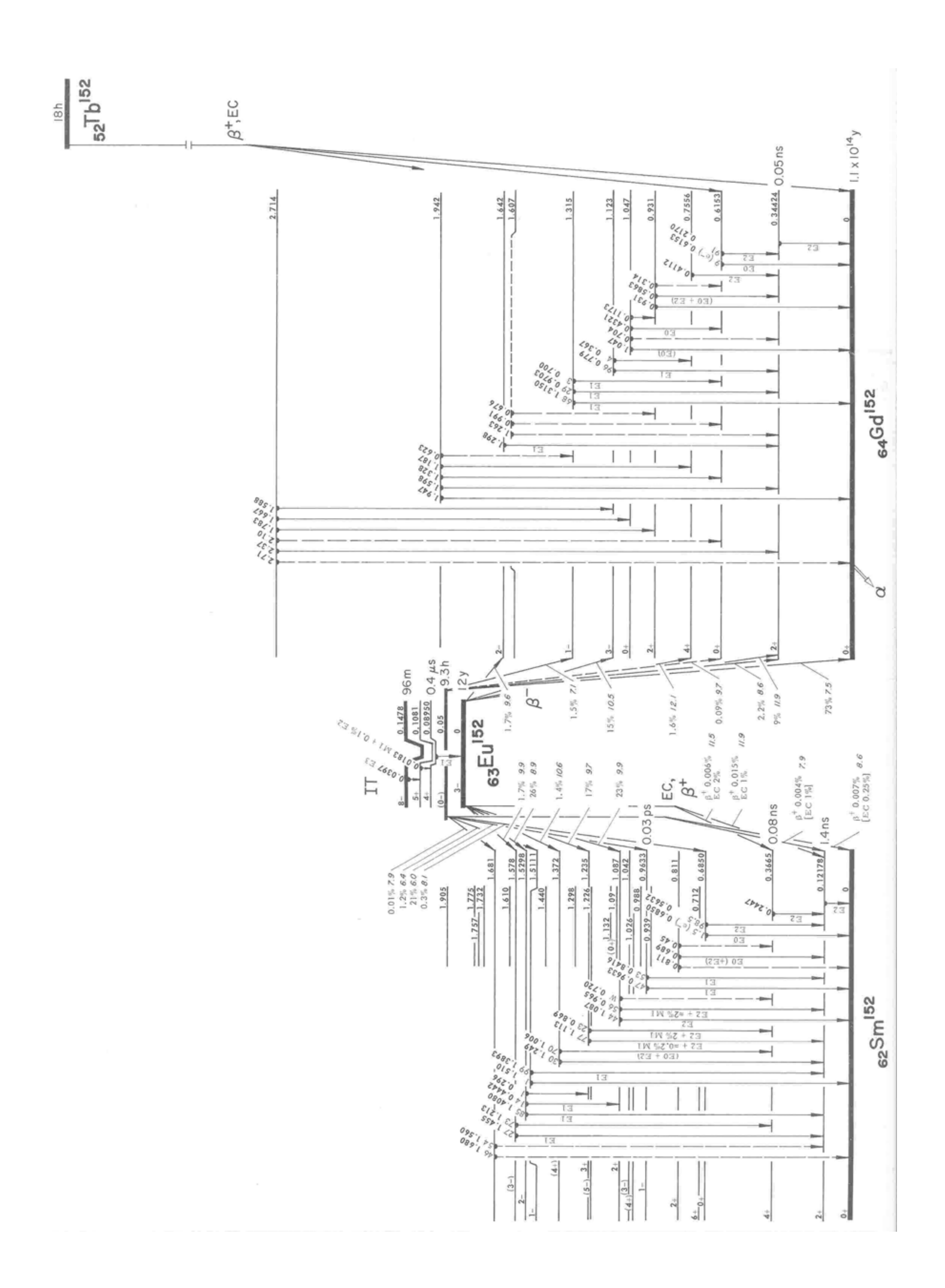
Beim Schreiben von Text in Textdateien ist keine Formatierung notwendig, da eine solche für die meisten Textverarbeitungsprogramme nicht erforderlich ist. Mit dem VI „Zeichen in Datei schreiben" können Text-Strings in eine Textdatei geschrieben werden. Das VI öffnet und schließt die Datei automatisch. Mit dem VI „In Spreadsheet-Datei schreiben" oder der Funktion „Array in Tabellen-String" können Zahlen aus einem Graphen, einem Diagramm oder Werte von einer Erfassung in einen Tabellen-String konvertiert werden.

Zur Übergabe von Zahlen oder Text an Tabellenkalkulations- oder Textverarbeitungsprogramme sollten zum Formatieren und Zusammenfassen der Daten die String- und Array-Funktionen verwendet werden. Anschließend sind die Daten in eine Datei zu schreiben.

Formatieren und Schreiben von Daten in Dateien

Mit der Funktion „In Datei formatieren" können String-, Pfad-, numerische und boolesche Daten als Text formatiert und dieser Text in eine Datei geschrieben werden.

A.2 Zerfallsspektrum von Europium-152



(aus Table of Isotopes [9])

A.3 Auswertung der Impulshöhenspektren zur Energieeichung

In den Abbildungen A16 bis A19 sind die Impulshöhenspektren der verwendeten Eichpräparate sowie der Untergrundsmessung dargestellt. Zur Auswertung der bekannten Linien wurden mit Hilfe des Programms Origin Gaußverteilungen an die Peaks gefittet. Die Abbildungen A20 bis A26 zeigen die Auswertungen der untergrundbereinigten Impulshöhenspektren und die zugehörigen Daten zu den Fits.

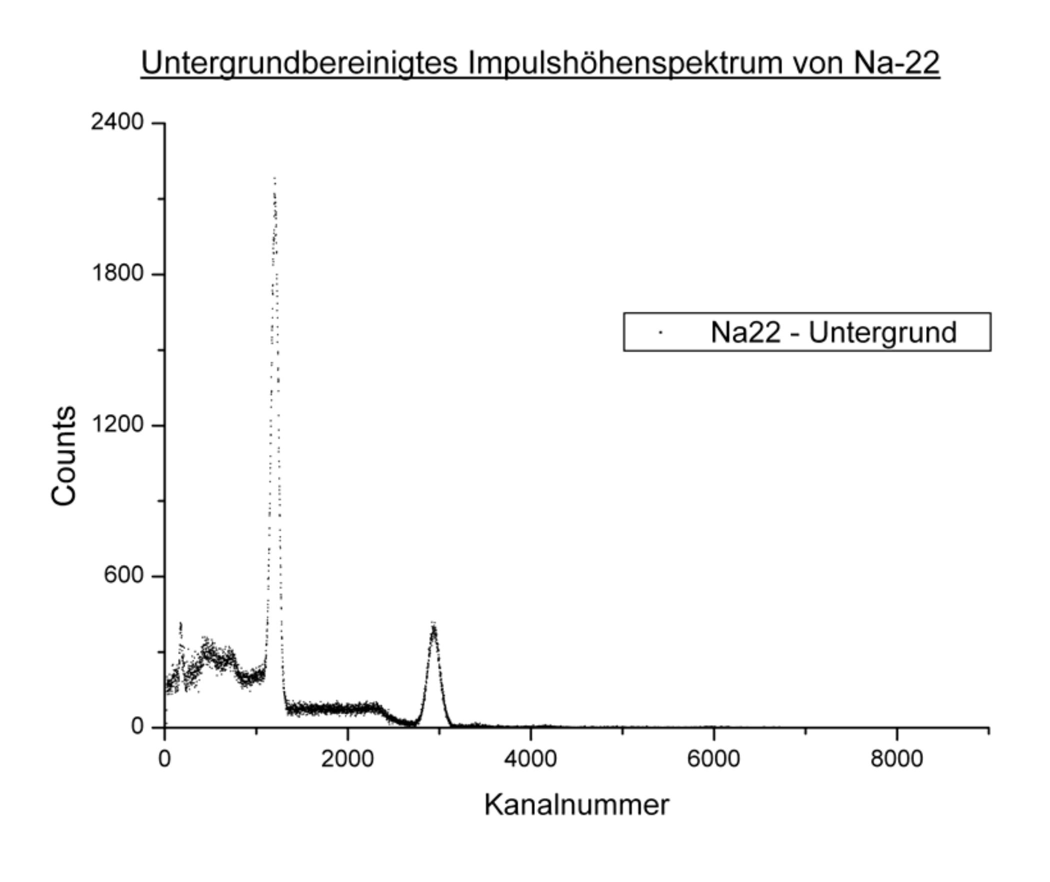


Abbildung A.16: Untergrundbereinigtes Impulshöhenspektrum von Na-22

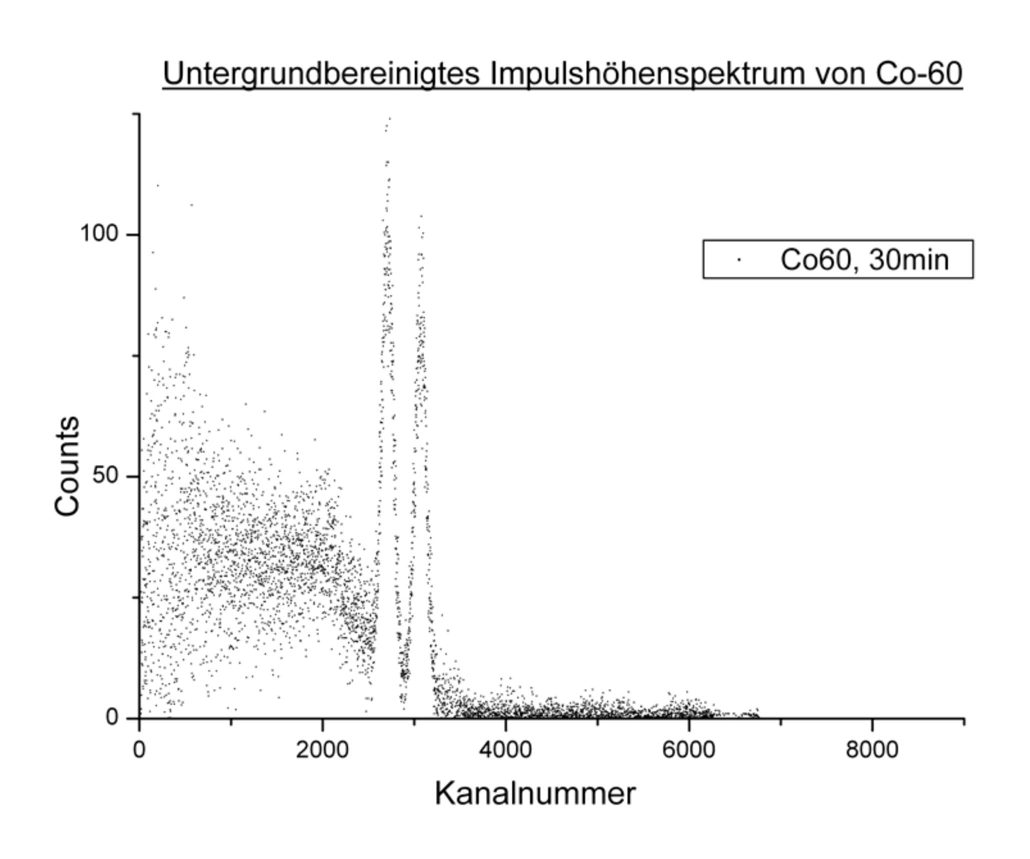


Abbildung A.17: Untergrundbereinigtes Impulshöhenspektrum von Co-60

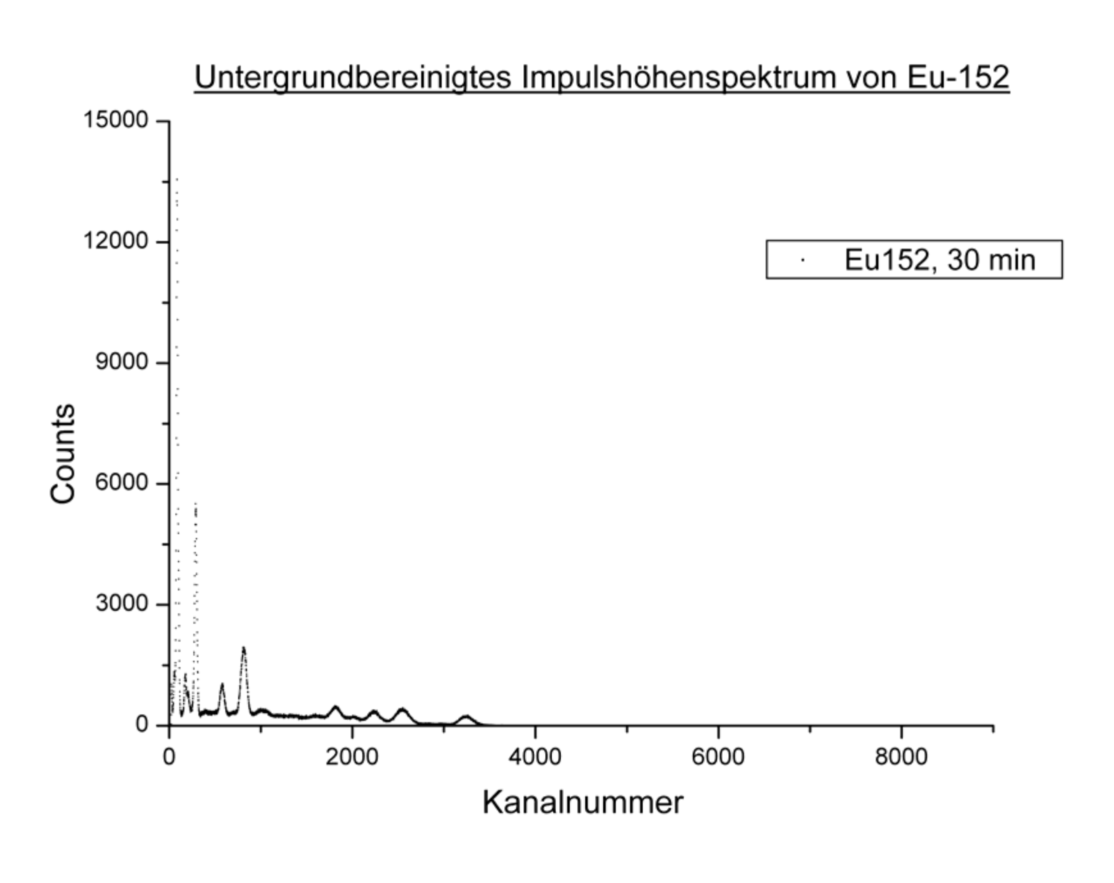


Abbildung A.18: Untergrundbereinigtes Impulshöhenspektrum von Eu-152

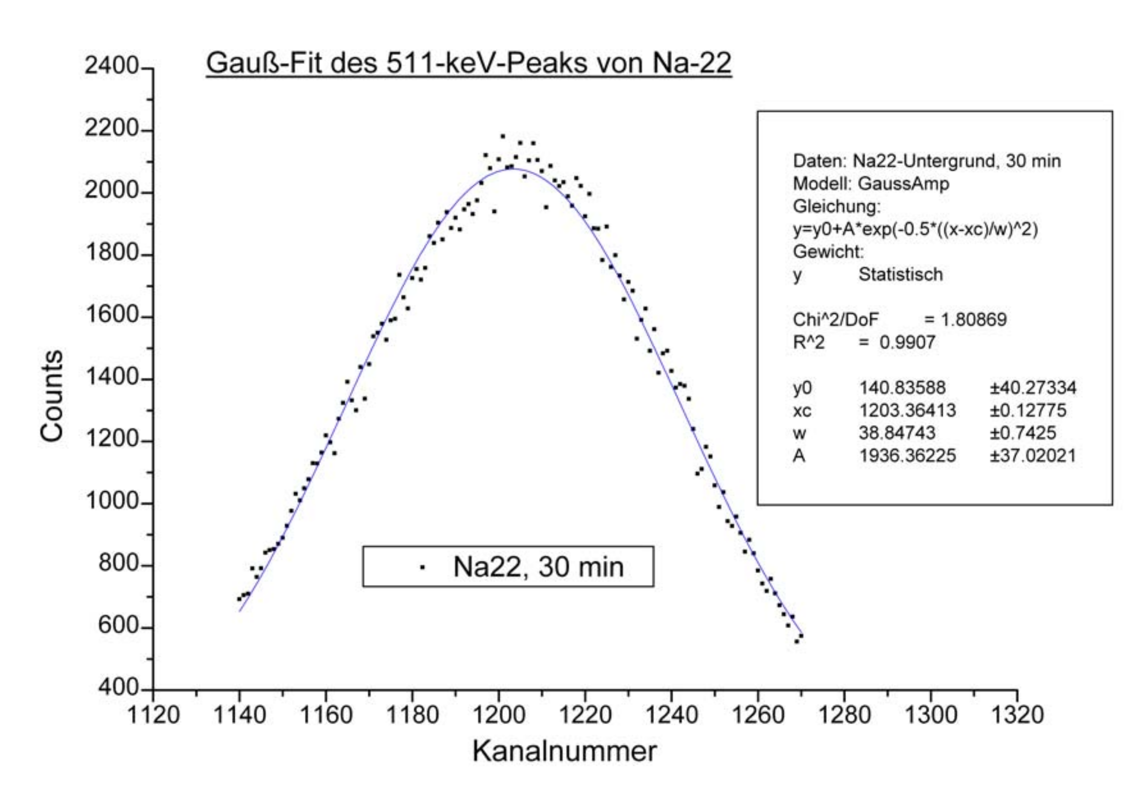


Abbildung A.19: Gauß-Fit des 511-keV-Vernichtungspeaks von Na-22

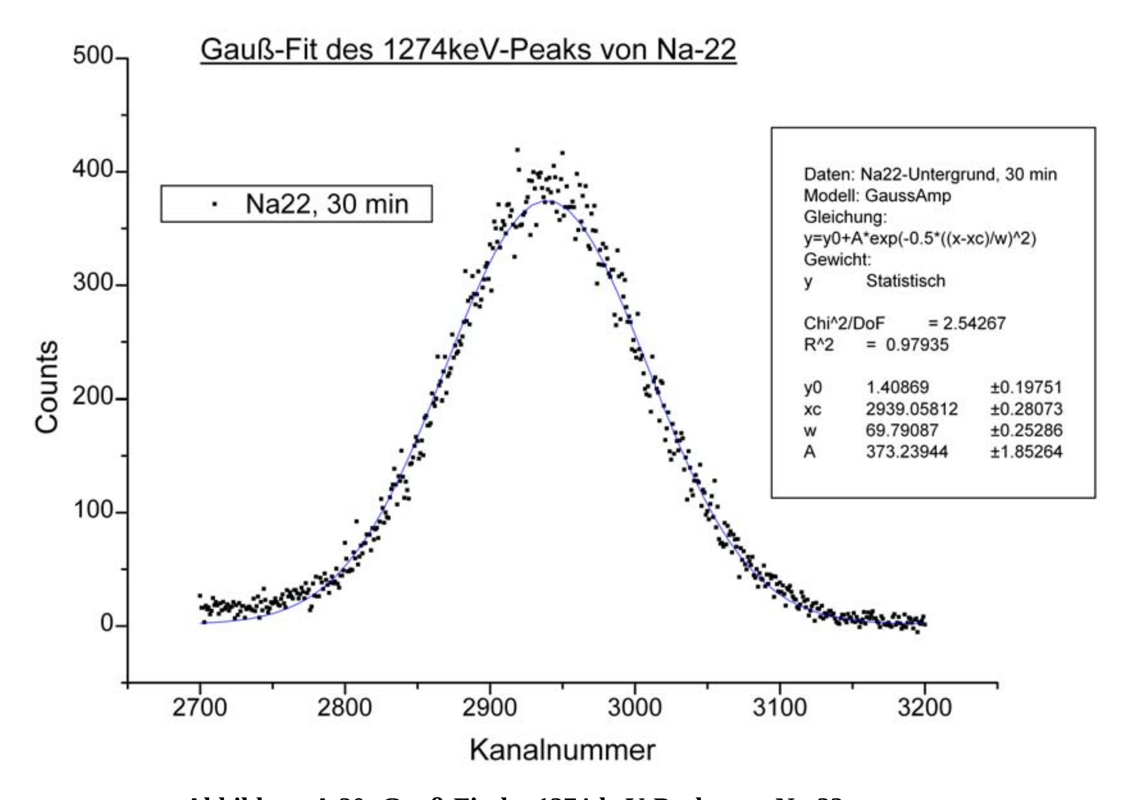


Abbildung A.20: Gauß-Fit des 1274-keV-Peaks von Na-22

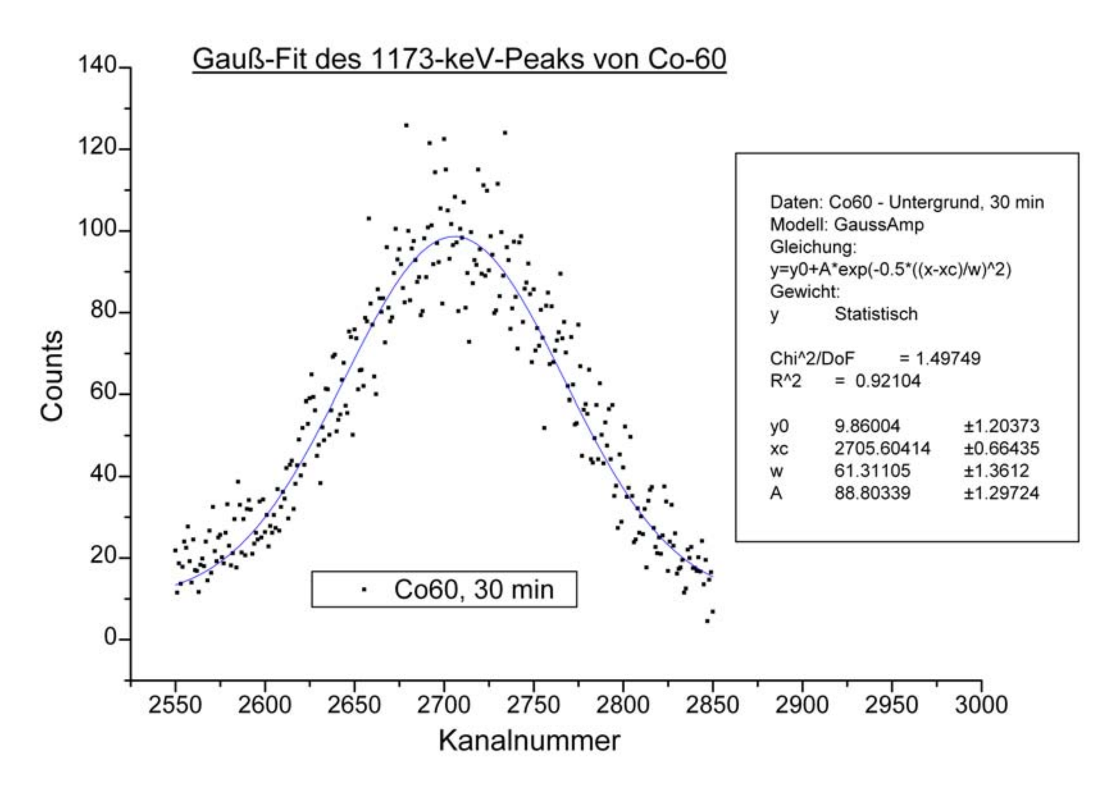


Abbildung A.21: Gauß-Fit des bekannten 1173-keV-Peaks von Co-60

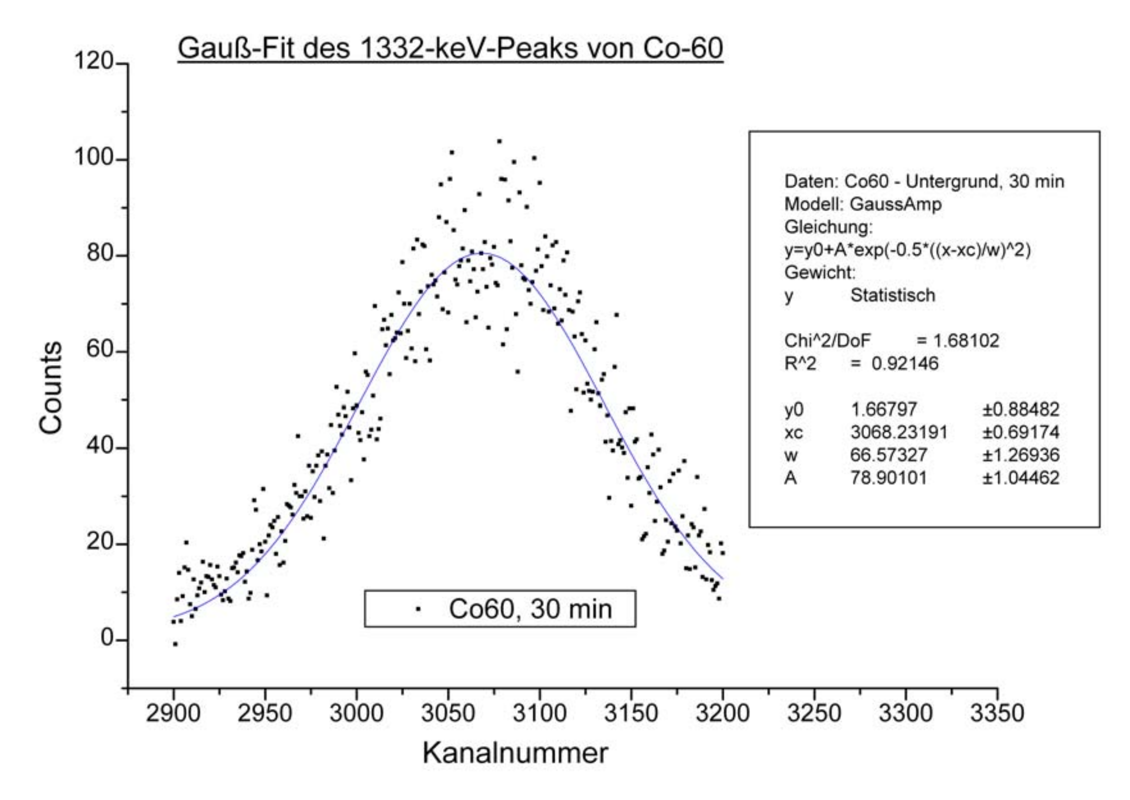


Abbildung A.22: Gauß-Fit des bekannten 1332-keV-Peaks von Co-60

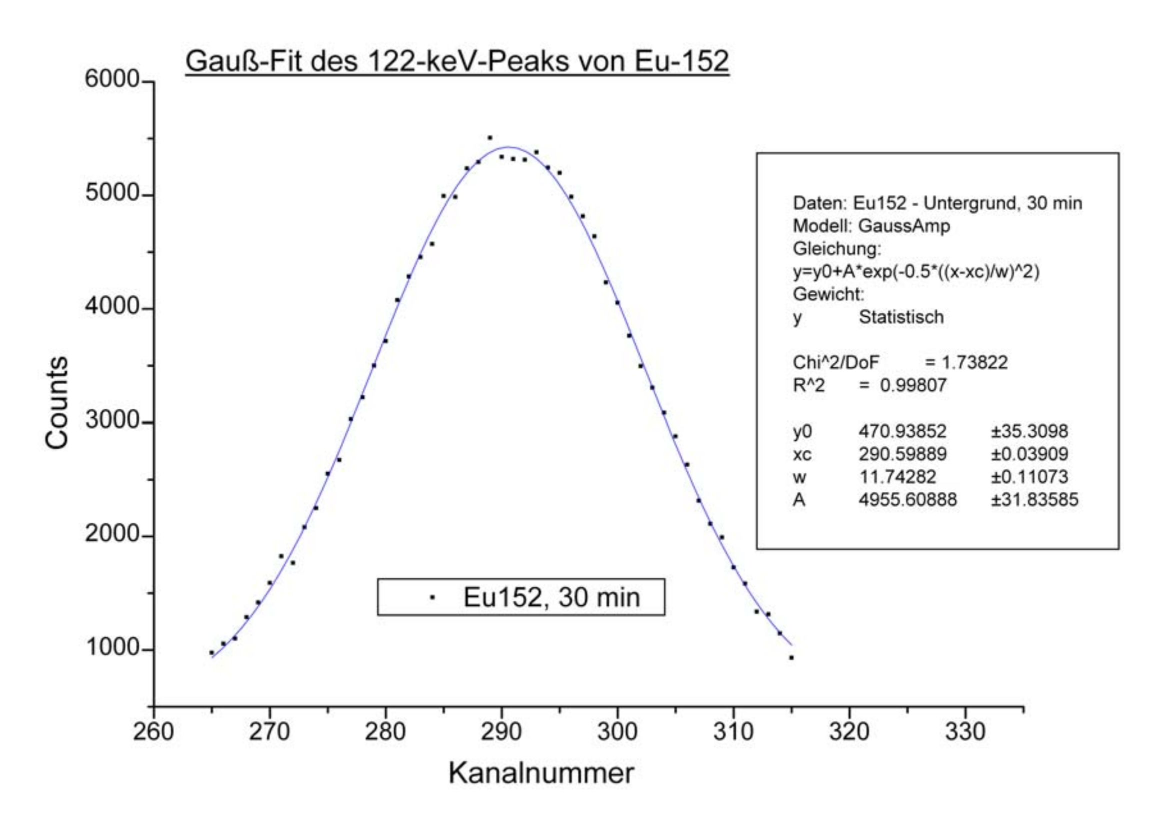


Abbildung A.23: Gauß-Fit des bekannten 122-keV-Peaks von Eu-152

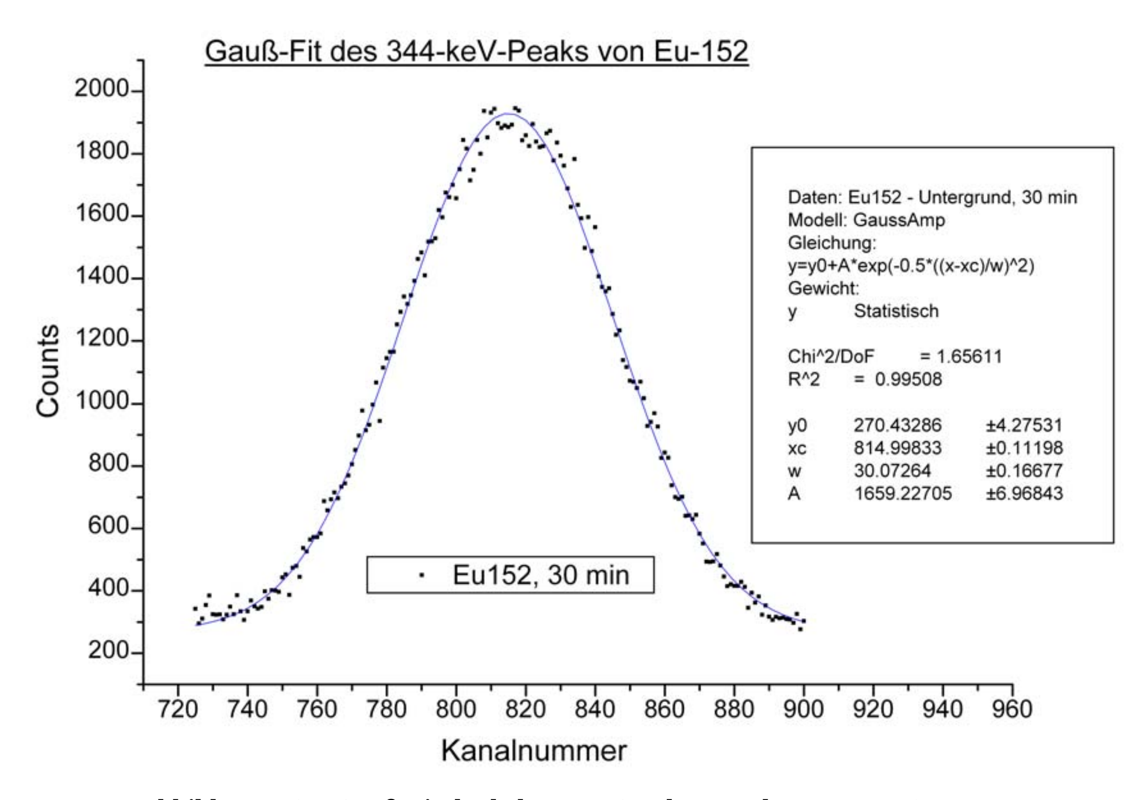


Abbildung A.24: Gauß-Fit des bekannten 344-keV-Peaks von Eu-152

Literaturverzeichnis

[1] **Bethge, Klaus; Walter, Gertrud; Wiedemann, Bernhard (2001):**
Kernphysik: eine Einführung - 2., aktualisierte und erw. Auflage -
Springer-Verlag: Berlin; Heidelberg; New York
ISBN 3-540-41444-4

[2] **Mayer-Kuckuk, Theo (2002):**
Kernphysik: eine Einführung - 7., überarb. und erw. Auflage -
B.G.Teubner: Stuttgart; Leipzig; Wiesbaden
ISBN 3-519-13223-0

[3] **Das, Ashok; Ferbel, Thomas (1995):**
Kern- und Teilchenphysik: Einführung, Probleme, Übungen
Spektrum Akademischer Verlag GmbH: Heidelberg; Berlin; Oxford
ISBN 3-86025-340-9

[4] **Grupen, Claus (1993):**
Teilchendetektoren
BI-Wissenschaftsverlag: Mannheim; Leipzig; Wien; Zürich
ISBN 3-411-16571-5

[5] **Allkofer, Otto Claus (1971):**
Teilchen-Detektoren
Verlag Karl Thiemig KG: München

[6] **Kleinknecht, Konrad (1984):**
Detektoren für Teilchenstrahlung
B.G.Teubner: Stuttgart
ISBN 3-519-03058-6

[7] **Price, W. (1958):**
Nuclear radiation detection
McGraw Verl.: New York

[8] **Leo, William R. (1948):**
Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach
2. edition
Springer-Verlag: Berlin; Heidelberg; New York
ISBN 3-540-57280-5

[9] **Lederer, Charles M.; Browne, Edgardo (1978):**
Table of Isotopes - 7. ed.. -
Wiley: New York
ISBN 0-471-04179-3

[10] Table of Nuclides
Nuclear Data Evaluation Lab., Korea Atomic Energy Research Institute
http://atom.kaeri.re.kr/

[11] **Schmidt, F. K. (2003):**
Einführung in das Kernphysikalische Praktikum, Ausgabe März 2003
Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe

[12] **Koelzer, Winfried (2005):**
Radioaktivität, Strahlenexposition, Strahlenwirkung
Informationskreis KernEnergie, Mai 2005
http://www.kernenergie.net/documentpool/ik_radiostrahlwirkung_05_2005.pdf

[13] Hinweise und Versuchsanleitungen zum Physikalischen Anfängerpraktikum
der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Stand 07/2001

[14] Benutzerhandbuch LabVIEW

[15] **Evans, R.D. (1958):**
Handbuch der Physik, Vol. 34
Springer-Verlag: Heidelberg

[16] http://de.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier
Abbildung „Photomultiplier“, erstellt von Jan Krieger

[17] unbekannte Quelle

Abbildungsverzeichnis

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur mit den angegebenen Hilfsmitteln angefertigt habe und dass alle Stellen, die dem Wortlaut oder dem Sinne nach anderen Werken entnommen sind, durch Angabe der Quellen als Entlehnungen kenntlich gemacht worden sind.

Ort, Datum Unterschrift